

Stoffübergang in Suspensionen

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines
Doktor-Ingenieurs

am
Fachbereich Produktionstechnik
der
UNIVERSITÄT BREMEN
vorgelegt und genehmigt

Dipl. Ing. Anton Obermayer

Hauptreferent: Prof. Dr.-Ing. K. Bauckhage
Koreferent: Prof. Dr.-Ing. E. Blaß

Tag der mündlichen Prüfung: 27. 6. 1985

STOFFÜBERGANG IN SUSPENSIONEN

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines
Doktor-Ingenieurs

am

Fachbereich Produktionstechnik

der

UNIVERSITÄT BREMEN

vorgelegt und genehmigt

Dipl. Ing. Anton Obermayer

Hauptreferent: Prof. Dr.-Ing. K. Bauckhage

Koreferent : Prof. Dr.-Ing. E. Blaß

Tag der mündlichen Prüfung: 27.06.1985

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand zum Teil während meiner zweijährigen Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Thermische Verfahrenstechnik der TU Clausthal, das nach dem Weggang von Prof. Dr.-Ing. E. Blaß nach München von Prof. Dr.-Ing. A. Vogelpohl geleitet wurde.

Trotz eigener beruflicher Belastung durch den Aufbau der Arbeitsgruppe für Medizintechnik am Institut für Anaesthesiologie der Universitätsklinik Erlangen gelang die Fertigstellung der Arbeit durch die tatkräftige Mithilfe von Herrn cand. ing. Wolfgang Grabs, der sich bereits in Clausthal bei der Durchführung der Experimente als unentbehrliche Stütze erwiesen hatte und durch Herrn Dipl. Ing. Adelbert Förtsch, der trotz seiner Examensvorbereitungen die umfangreichen Programmierarbeiten übernommen und erfolgreich durchgeführt hat.

Den Anlaß zur vorliegenden Arbeit gaben die von Herrn Prof. Dr.-Ing. K. Bauckhage in Clausthal durchgeführten fluiddynamischen Untersuchungen von laminar strömenden Fest-Flüssig Suspensionen. Dafür und für die Übernahme des Hauptreferates - trotz seines Wegganges nach Bremen - sei ihm gedankt.

Ganz besonders möchte ich mich bei meinem alten Lehrer Herrn Prof. Dr.-Ing. E. Blaß bedanken, der trotz der weiten Anreise nach Bremen das Koreferat übernommen hat und mir durch seine akribische Durchsicht der Arbeit und die ausführlichen Fachgespräche außerordentlich geholfen hat.

Mein größter Dank gebührt meiner Frau, die trotz ihrer eigenen Belastungen durch das Erste und Zweite Juristische Staatsexamen alle Schreibarbeiten übernommen hat. Ohne ihre ständige Aufmunterung und moralische Unterstützung wäre diese Arbeit trotz der experimentellen Vorarbeiten sicher nicht zu Ende geführt worden.

Inhaltsverzeichnis

Kap.		Seite
1.	Einleitung und Problemstellung	1
1.1	Allgemeines	1
1.2	Ziel der Arbeit	2
2.	Literaturübersicht	5
2.1	Fluiddynamik schwach konzentrierter Suspensionen	5
2.2	Stofftransportmechanismen	16
2.2.1	Stoffaustausch in ruhenden Fluiden	16
2.2.2	Stoffaustausch in strömenden Fluiden	16
2.2.3	Stofftransport in Suspensionen	18
2.2.4	Stofftransport durch Löslichkeitsmembranen	19
2.3	Bisherige Arbeiten auf dem Gebiet des Stoffüberganges in Suspensionen	23
2.4	Begründung der eigenen Arbeit	25
3.	Versuchsbeschreibung	27
3.1	Übersicht über die zu messenden Größen und den Versuchsumfang	27
3.2	Allgemeine Beschreibung der Versuchsanlage (Bild 3 - 1) und Versuchsvorbereitung	30
3.3	Druckverlust der Versuchsanlage bei verschiedenen hydraulischen Anlauf- längen	40
3.4	Fehlerabschätzung	45
4.	Auswertung und Diskussion der Versuchsergebnisse	49
4.1	Prinzipielle Abhängigkeit der CO ₂ -Konzentration im Trägergas von der Rohr-Reynoldszahl und der Eintrittskonzentration	49
4.2	Versuchsergebnisse bei feststofffreien Flüssigkeiten	52

Kap.		Seite
4.2.1	Einfluß der Rohr-Reynoldszahl	54
4.2.2	Einfluß der Eintrittskonzentra- tion c_E	54
4.2.3	Einfluß der Stoffdaten	56
4.2.4	Einfluß der hydraulischen Anlauf- länge	57
4.3	Stoffübergangsmessungen in Fest/ Flüssig Suspensionen	63
4.3.1	Ermittlung der Stoffübergangs- erhöhung	63
4.3.2	Einfluß der CO_2 -Konzentration c_E bzw. $c_{E,S}$	65
4.3.3	Einfluß der Rohr-Reynoldszahl Re_R auf die Stoffübergangserhöhung	67
4.3.4	Stoffübergangserhöhung bei der hy- draulischen Anlauflänge L_1 und L_4	68
5.	Berechnung des Stofftransportes bei laminarer Rohrströmung	73
5.1	Darstellung des Problems	73
5.2	Aufstellung der Bilanzgleichungen, Anfangs-, Rand- und Koppelungsbe- dingungen	79
5.3	Crank-Nicolson-Verfahren	84
5.4	Durchführung der Rechnung	85
6.	Ergebnisse der Rechnung und Lite- raturvergleich	88
6.1	Axiale und radiale Konzentrations- profile	88
6.2	Vergleich der gemessenen und berech- neten mittleren Austrittskonzentra- tionen	97
6.3	Vergleich der berechneten mittleren Austrittskonzentrationen C_A^* mit Lite- raturwerten für die Randbedingung $c_{1W}(z) = \text{const.} = 0$	103

Kap.		Seite
6.4	Vergleich der aus den Meßwerten rückgerechneten sowie der berechneten mittleren Austrittskonzentrationen mit Literaturwerten für die Randbedingung $c_{2W}(z) = \text{const} = 0$	106
6.5	Vergleich der aus Meßwerten rückgerechneten sowie der berechneten mittleren Austrittskonzentrationen mit Literaturwerten für die Randbedingung $c_{2W} \neq 0$	110
6.6	Zusammenfassung des Kapitels	113
7.	Modellvorstellung	114
7.1	Allgemeine Überlegungen	114
7.2	Stoffübergangserhöhung bei stationärer Partikelbewegung	117
7.2.1	Stoffübergangserhöhung bei stationärer Partikelbewegung und $\omega = 0$	118
7.2.2	Stoffübergangserhöhung bei stationärer Partikelbewegung und $\omega \neq 0$	123
7.2.3	Zuordnung der Stoffübergangserhöhung zur Partikelrotation und zum Partikelschlupf	127
7.3	Stoffübergangserhöhung bei instationärer Partikelbewegung	135
7.4	Bemerkungen zur Modellvorstellung	140
8.	Zusammenfassung	142
9.	Literaturverzeichnis	145
10.	Formelzeichen und Indices	153
11.	Anhang	157
11.1	Abbildungen	158
11.2	Tabellen	173

1. Einleitung und Problemstellung

1.1. Allgemeines

Bei der Bewältigung von lebensnotwendigen Stoffaustauschvorgängen bedienen sich alle bekannten biologischen Systeme vom primitiven Einzeller bis hin zum hochentwickelten Säugetier unterschiedlicher Membranverfahren. Die Gasaustauschvorgänge beim Menschen z.B. erfolgen sowohl in der Lunge /1/ als auch im capillären Endstrombereich durch die Permeation, während die Abscheidungsvorgänge in Leber und Nieren der Membranfiltration /2,3/ vorbehalten sind.

In den letzten Jahren haben Membrantrennverfahren wie die selektive Permeation durch Polymermembranen, die Ultrafiltration und die Umkehrosmose zunehmenden Eingang auch in die industrielle Nutzung /4/ gefunden. Ihre Anwendung konzentriert sich dabei vor allem auf die Umweltschutztechnik, auf Recyclingverfahren /5/ und auf die Meerwasserentsalzung /6,7/.

Die Vorteile dieser Trennverfahren sind neben der Selektivität und der exakten Trennschärfe für einzelne Komponenten eines Mehrstoffgemisches der gegenüber konventionellen thermischen Stofftrennverfahren geringere Bedarf an Energie und die schonende Behandlung der Stoffe. Ferner lassen sich bei Waschvorgängen, z.B. bei der Abgasreinigung oder der Abtrennung von H_2S /8/, durch die räumliche Trennung der Stoffströme die in herkömmlichen Stoffaustauschapparaten auftretenden Waschmittelverluste fast gänzlich vermeiden.

Die volle Ausnutzung der Vorteile, die die Membrantechnologie bietet und somit auch eine weitergehende industrielle Nutzung, z.B. auch als Ersatz bisher verwendeter thermischer Trennverfahren, scheiterte bislang jedoch weitgehend an den unbefriedigenden Durchsatz-

leistungen und an den Schwierigkeiten bei der Beherrschung der Konzentrationspolarisation /9/ sowie der Membranverschmutzung /10/.

Neben den Bestrebungen, die Austauschleistung durch spezielle Bauformen /11/ mit wesentlich vergrößerten Membranflächen (Hohlfasermembranmodul, Wickelmodul) zu erhöhen, wird in der Literatur auch die Verwendung von Turbulenzanregern /12 bis 17/ diskutiert, von denen man sich ebenfalls einen positiven Einfluß auf den Stoffübergang und eine Reduzierung der Konzentrationspolarisation sowie der Verschmutzungseffekte erhofft. Bezüglich des Bewegungszustandes unterscheidet man dabei ruhende, bewegte und mitbewegte Turbulenzanreger.

1.2. Ziel der Arbeit

Die Kenntnis der Fluidodynamik und des Stoffaustausches sind wichtige Voraussetzungen für die Auslegung und den Betrieb von Stoffaustauschapparaten. Dies gilt auch für Membran-Stoffaustausch Apparate, die durch extrem enge Strömungsquerschnitte gekennzeichnet sind und im besonderen sogenannte Turbulenzanreger zur Verbesserung des Stoffaustausches beherbergen.

Über die Fluidodynamik in Festbettreaktoren (ruhende Turbulenzanreger) und in Wirbelschichtreaktoren (bewegte Turbulenzanreger) liegen zahlreiche Veröffentlichungen vor. Die Übertragung dieser bei festen Strömungsberandungen gewonnenen Ergebnisse auf Schlauchmembranen erscheint wegen der Elastizität des Membranamantels /17/ und wegen extrem unterschiedlicher geometrischer Verhältnisse problematisch.

Aus der Literatur /15,16/ ist bekannt, daß sich eine den Turbulenzanregern ähnlich positive Auswirkung auf den Stoffübergang in Schlauchmembranen oder Rohren auch durch die Beimengung geringer, feindisperser Feststoffmengen zur strömenden Flüssigkeit erzielen läßt. Über die Fluidodynamik dieser schwach konzentrierten Suspensionen liegt von Bauckhage /18,19/ eine Zusammenfassung zahlreicher eigener und fremder Meßergebnisse vor. Bei sehr geringen Feststoffkonzentrationen werden das rheologische Verhalten der Flüssigkeit und auch der Druckverlust der Strömung kaum merklich verändert. Für den Fall der laminaren Suspensionsströmung ist daher nicht mit gravierenden Änderungen der Schlauchgeometrie gegenüber den Verhältnissen im geraden Rohr (mit Kreisquerschnitt) zu rechnen, und eine Übertragung der auf dem Gebiet der Suspensionsströmung vorliegenden Ergebnisse auf die Strömungsverhältnisse in Schlauchmembranen erscheint möglich.

Während man den gemessenen Stoffübergang bei laminarer feststofffreier Flüssigkeitsströmung in glatten Rohren durch theoretisch abgeleitete Gesetzmäßigkeiten beschreiben kann, fehlt es bis jetzt an plausiblen Erklärungen für die Erhöhung des Stoffüberganges in schwach konzentrierten Suspensionsströmungen. Dies ist darauf zurückzuführen, daß bei den bisherigen Stoffübergangsmessungen in Suspensionen die zugrundeliegenden fluiddynamischen Erkenntnisse weder bei der konstruktiven Auslegung der Versuchsanlagen noch bei der Variation der wesentlichen Einflußgrößen ausreichend berücksichtigt wurden.

Die Ziele dieser Arbeit sind deshalb:

1. Allgemeine Untersuchung der Einflüsse der wichtigsten Parameter auf den Stoffübergang an einer entsprechend den Erfordernissen der Fluidodynamik in schwach konzentrierten Suspensionen ausgelegten Versuchsanlage,

2. Überprüfung der experimentellen Ergebnisse mit theoretischen Gesetzmäßigkeiten des Stoffübergangs im laminar durchströmten Rohr,
3. Erstellung eines Modells zur Einordnung des Stoffübergangs in schwach konzentrierten, laminar strömenden Suspensionen.

Zur Verwirklichung dieser Ziele wird der Transport von Kohlendioxid in einer senkrecht angebrachten Schlauchmembran aus Silastic (Handelsname der Fa. Dow Corning) untersucht. Diese wird wahlweise von mit CO_2 -angereichertem Wasser, Salzwasser oder Fest/Flüssig Suspensionen laminar durchströmt. Als sogenannte Turbulenzanreger, hier treffender als Stofftransport-Anreger bezeichnet, werden inerte, kugelförmige Feststoffpartikeln aus Polyäthylen verwendet, die bezüglich des Stofftransportes keinen diffusiven oder kapazitiven Anteil liefern.

2. Literaturübersicht

Wie Kap. 1.2 bereits andeutet, werden durch die vorliegende Arbeit mehrere Teilgebiete der Hydrodynamik und der Stoffübertragung tangiert. Dies bedeutet, daß mit einer Fülle von Einflußgrößen gerechnet werden muß, deren Bedeutung für die Auslegung der Versuchsanlage und für die Parametervariation festzulegen ist. Neben den direkt interessierenden laminaren Strömungszuständen von Suspensionen, molekularen und konvektiven Stoffaustauschvorgängen werden zusätzlich die turbulenten Transportmechanismen aufgezeigt, da sie zur Einordnung und späteren Erläuterung der in Suspensionen beobachteten Stoffübergangserhöhung von Nutzen sind.

2.1. Fluidodynamik schwach konzentrierter Suspensionen

Für die Kennzeichnung der verschiedenen Suspensionsströmungen reicht die klassische Unterteilung in laminare und turbulente Strömung nicht aus. Die zusätzlich auftretenden Parameter wie Partikelgröße und -verteilung, Feststoffkonzentration und Dichtedifferenz zwischen Fluid und Feststoff bewirken je nach Kombination sehr verschiedenartige Phänomene.

Auf Durand /20/ geht eine zugegebenermaßen recht grobe, aber hilfreiche Klassifizierung der Suspensionsströmungen im wesentlichen anhand der Partikelgröße zurück:

- Suspensionen mit Partikeldurchmessern kleiner 25 μm verhalten sich wegen der geringen Sinkgeschwindigkeit der Teilchen wie einphasige Fluide mit veränderten Stoffgesetzen und werden daher als "homogene" Suspensionen bezeichnet. Bei ihnen ist i.d.R. eine Gleichverteilung des Feststoffes im Strömungsraum festzustellen.
- Suspensionen mit größeren Teilchen weisen dagegen die fluidodynamischen Charakteristiken von "heterogenen" Suspensionen auf, wobei selten eine Gleich-, i.d.R.

eine Ungleichverteilung des Feststoffes im Strömungsraum vorliegt.

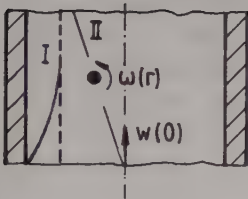
Diese grobe Unterscheidung in homogene und heterogene Suspensionen ist sowohl für laminar als auch für turbulent strömende Fest/Flüssig Gemische von Bedeutung. Mit abnehmenden Feststoffkonzentrationen und abnehmendem Durchmesser Verhältnis $d/2R$ verschieben sich die Bereichsgrenzen zugunsten der "heterogenen" Suspensionen. Dies ist insbesondere bei sehr niedrig konzentrierten Suspensionen in so engen Strömungsquerschnitten der Fall, wie sie bei Membran-Modulen eingesetzt werden.

Wegen der Bedeutung der Fluidodynamik schwach konzentrierter Suspensionen für das vorliegende Stoffübergangsproblem werden in diesem Kapitel die in laminar strömenden Suspensionen ablaufenden Partikelbewegungen und die sie beeinflussenden Größen behandelt.

Bereits Poiseuille /21/ beobachtete bei der Strömung von Blut in Kapillaren eine wandnahe Entmischung von Plasma und roten Blutkörperchen. Über ein halbes Jahrhundert später stellten Segré und Silberberg /22,23/ auch im Kern laminar strömender Kugelsuspensionen eine nahezu feststofffreie Zone fest. Maude und Yearn /24/ sowie Jeffrey /25/ gaben die Lage dieser von den Feststoffpartikeln bevorzugten Ringzone etwa beim 0,6-fachen des Rohrradius an. Sand /26/ ermittelte die Abhängigkeit der feststofffreien Ringzone von der Rohr-Reynoldszahl und dem Durchmesser der Partikeln. Ebenfalls auf experimentellem Wege findet Bauckhage /18,19/ als weitere maßgebliche Einflußgröße die Partikelkonzentration, die Partikelrotation infolge des örtlichen Schergradienten und die Dichtedifferenz zwischen Fluid und Feststoff.

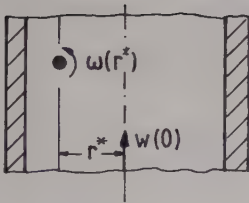
Nach Bauckhage /18,19/ sind bei laminarer und insgesamt stationärer Suspensionsströmung durch glatte, runde Rohre bezüglich der Bewegung von Flüssigkeit und kugelförmigen Partikeln zwei Stadien zu unterscheiden:

- die instationären Bewegungsabläufe während der Fest/Flüssig-Entmischung und
- die stationären Bewegungsabläufe nach erfolgter Fest/Flüssig-Entmischung.

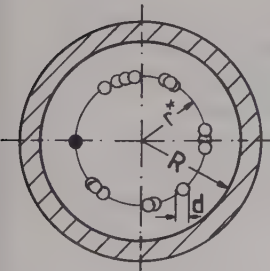


a. instationärer Bewegungsablauf
(Entmischungsvorgang)

I und II Bahnkurven der Feststoffteilchen



b. stationärer Bewegungsablauf nach erfolgter
Fest-/ Flüssig - Entmischung
die Teilchen befinden sich in der
Gleichgewichtslage (r^*)



c. Bild der entmischten Suspensionsströmung
(z.B. Blick von oben auf den Rohraustritts-
querschnitt)

- Es bedeuten:
- d Teilchendurchmesser
 - R Rohrradius
 - r^* Gleichgewichtslage
 - $\omega(r)$ Winkelgeschwindigkeit
 - $w(0)$ Strömungsgeschwindigkeit
in der Rohrmitte
 - r laufende Radiuskoordinate
 $0 \leq r \leq R$

Die außen in das Rohr eintretenden Kugeln werden während der Querbewegungen in Längsrichtung beschleunigt, in ihrer Rotation hingegen verzögert (Bahnkurve I). Das Gegenteil gilt für Kugeln, die in der Nähe der Rohrmitte in das Rohr eintreten und sich zur Rohrwand hin bewegen (Bahnkurve II). Während dieses Stadiums führen sowohl die Partikeln als auch die von ihnen verdrängten Flüssigkeitsvolumina instationäre Bewegungen aus.

Nach Abschluß ihrer Querbewegungen nehmen die Partikeln die sogenannte, mit r^* gekennzeichnete Gleichgewichtsposition im Rohr ein. Jetzt beginnt das Stadium der stationären Bewegungsvorgänge und die Fest/Flüssig-Entmischung ist abgeschlossen. Die weitere Bewegung der Partikeln erfolgt ausschließlich in Längsrichtung und parallel zur Rohrachse.

Die Längsgeschwindigkeit nichtsedimentierender Partikeln ergibt sich aus der örtlichen Strömungsgeschwindigkeit vermindert um den durch Druck- und Reibungskräfte zwischen Fluid und Feststoff hervorgerufenen Schlupf Δw . Dieser kann nach Simha /27/ für die schleichende Strömung und für sehr kleine Verhältnisse von Partikel- zu Rohrdurchmesser quantitativ erfaßt werden durch die Beziehung:

$$\Delta w = \frac{2}{3} \cdot \left(\frac{d}{2R} \right)^2 w(0) \quad (2 - 1)$$

Dieser Schlupf ist von der momentanen Position des Teilchens im Rohr unabhängig, sofern es nur weit genug von der Wand entfernt ist. Die Winkelgeschwindigkeit der kugelförmigen Partikeln $\omega(r^*)$ ergibt sich entsprechend dem örtlich herrschenden Schergradienten der ungestörten Flüssigkeitsströmung nach /19/ zu:

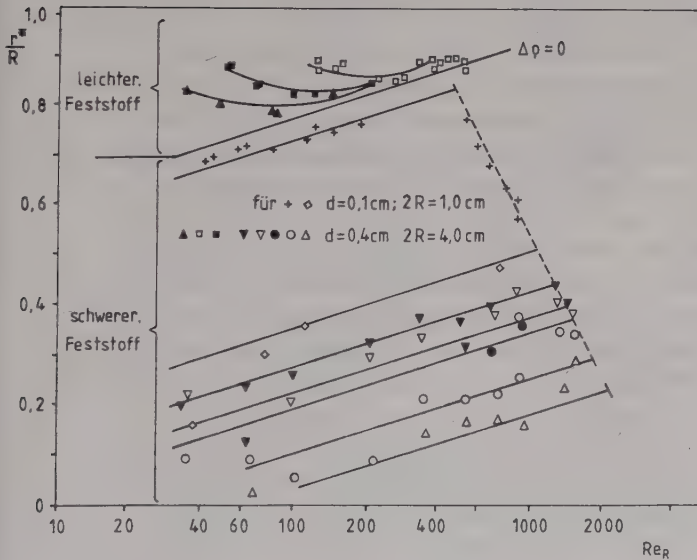
$$\omega(r^*) = \frac{1}{2} \cdot \frac{\delta w}{\delta r} \Big|_{r^*} \quad (2 - 2)$$

Die von Bauckhage experimentell im vertikalen Aufwärtsstrom ermittelten Gleichgewichtspositionen kugelförmiger Partikeln sind in Bild 2 - 1 als bezogener Radienabstand r^*/R über der Rohr-Reynoldszahl Re_R

$$Re_R = \frac{w(0) \cdot R}{\nu} \quad (2 - 3)$$

dargestellt. Hierin bedeutet ν die kinematische Zähigkeit der Flüssigkeit. Als Parameter tritt die auf die Flüssigkeitsdichte ρ_L bezogene Dichtedifferenz zwischen Feststoff ρ und Flüssigkeit ρ_L auf.

Bild 2 - 1 Gleichgewichtspositionen kugelförmiger Partikeln im vertikalen Aufwärtsstrom nach /19/



Legende:

a. leichter. Feststoff

$\frac{ \Delta \rho }{\rho_L} \cdot 10^{-4}$	Symbol
0,7	+
4,0	$\triangle$
11,0	$\square$
26,0	$\square$

b. schwerer. Feststoff

$\frac{ \Delta \rho }{\rho_L} \cdot 10^{-4}$	Symbol
9,2	$\diamond$
13,6	∇
15,7	∇
20,8	$\bullet$
24,2	$\circ$
32,0	$\triangle$

In Bild 2 - 1 lassen sich zwei durch eine Gerade ($\Delta \rho = 0$) getrennte Bereiche für

1. Feststoff schwerer als die Trägerflüssigkeit und
2. Feststoff leichter als die Trägerflüssigkeit

unterscheiden. Im Aufwärtsstrom verlagert sich die Gleichgewichtsposition leichterer Partikeln zur Rohrwand, jene schwererer Teilchen zur Rohrmitte. Für eine Abwärtsströmung gilt gegenteiliges. Bereits relative Dichtedifferenzen $(\rho - \rho_L) / \rho_L$ von weniger als 10^{-3} bewirken deutliche Unterschiede in der Gleichgewichtsposition gegenüber den für $\Delta \rho = 0$ gefundenen Gleichgewichtspositionen.

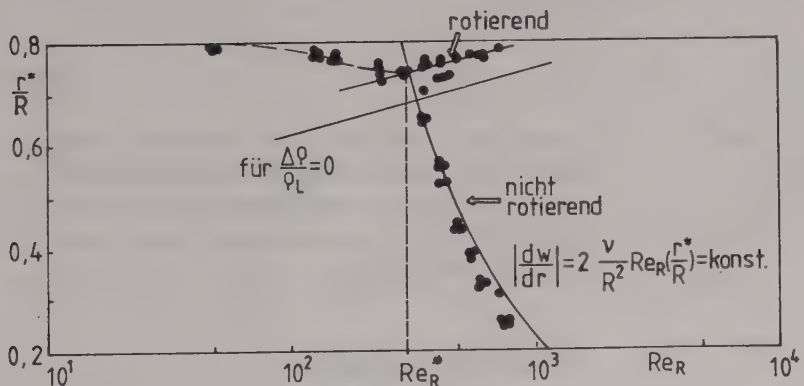
Für nichtsedimentierende Partikeln kann die Abhängigkeit der Gleichgewichtsposition von der Rohr-Reynoldszahl Re_R durch die empirische Beziehung erfaßt werden:

$$\frac{r^*}{R} = \left(1 - \frac{d}{2R}\right) \left[\frac{\sqrt{2}}{2} + 0,064 \ln \frac{Re_R}{36} \right] \quad 36 \leq Re_R \leq 500 \quad (2 - 4)$$

In diesem Bereich verlagert sich die Gleichgewichtsposition mit zunehmender Reynoldszahl zur Rohrwand hin. Oberhalb von einer Rohr-Reynoldszahl von etwa 500 ist die Entmischung weniger ausgeprägt, so daß eine zunehmende Anzahl an Teilchen auch innerhalb der Gleichgewichtsposition nach Gl. (2 - 4) angetroffen wird. Da nach Schäfer /28/ auch bei hohen Feststoffkonzentrationen eine wandnahe feststofffreie Flüssigkeitsschicht erhalten bleibt, liefert Gl. (2 - 4) ab $Re_R > 500$ zunehmend nur noch eine Aussage über die Dicke der entmischten wandnahen Schicht. Für Reynoldszahlen über 1000 wird die feststofffreie Wandzone unabhängig von dieser. Der Einfluß des Partikeldurchmessers wird ebenfalls von Gl. (2 - 4) wiedergegeben. Die Gleichgewichtspositionen verschieben sich mit zunehmendem Partikeldurchmesser zur Rohrmitte.

Im besonderen geht auch der Einfluß von Dichtedifferenzen auf die Fest/Flüssig-Entmischung aus Bild 2 - 1 hervor. Für unterschiedliche Dichten von Feststoff und Flüssigkeit ergeben sich als Gleichgewichtspositionen wiederum zur Rohrachse konzentrische Ringzonen. Diese liegen jedoch im Vergleich zu nichtsedimentierenden Partikeln näher an der Rohrwand oder zur Rohrmitte. Dabei nimmt der Abstand dieser Ringzonen von den Gleichgewichtspositionen nichtsedimentierender Kugeln mit wachsender Dichtedifferenz fest/flüssig zu. Im vertikalen Aufwärtsstrom verlagert sich die Gleichgewichtsposition leichterer Partikeln zur Rohrwand, wenn die Kugeln einwandfrei in der Strömung mitrotieren.

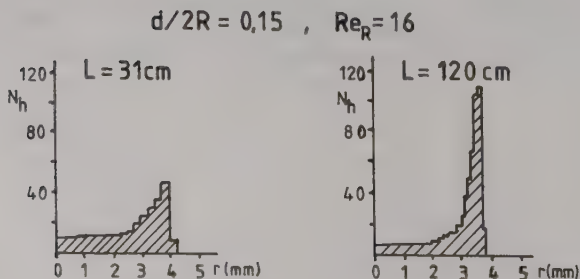
Bild 2 - 2 Gleichgewichtspositionen "sedimentierender" Feststoffkugeln in Poiseuille'scher Strömung (Aufwärtsströmung $\varrho < \varrho_L$) nach /19/ für $d/2R = 0,2$



Nicht oder unvollständig rotierende Partikeln nehmen Gleichgewichtspositionen ein, die von den in Bild 2 - 1 gezeigten mehr oder weniger stark abweichen. Eine besonders signifikante Verlagerung der Gleichgewichtspositionen bei nicht vorhandener Teilchenrotation ist in Bild 2 - 2 für $Re_R > Re_R^*$ dargestellt. Wird infolge höherer Durchsätze die Reynoldszahl Re_R^* überschritten, dann stellt sich für homogene Partikeln eine dem in der Gleichgewichtsposition herrschenden Schergradienten entsprechende Rotationsbewegung ein, und die Gleichgewichtsposition wird wieder näher zur Rohrwand hin verlagert. Inhomogene Partikeln mit außermittigen Massenschwerpunkten werden dagegen bei Re_R^* nicht in Rotation versetzt und nehmen mit zunehmender Reynoldszahl zur Rohrmitte hin verlagerte Positionen ein. Dies bedeutet, daß die Gleichgewichtspositionen rotierender und nichtrotierender Partikeln unterschiedlichen Gesetzmäßigkeiten folgen. Die Gleichgewichtspositionen für $\omega = 0$ können durch die Beziehung erfaßt werden:

$$\frac{r^*}{R} = K \cdot \frac{R^2}{Re_R \cdot v} \quad | \quad \omega = 0 \quad (2 - 5)$$

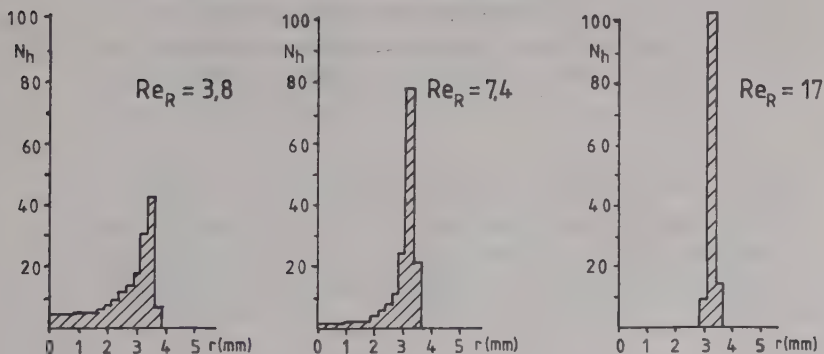
Bild 2 - 3 Ausbildung des Gleichgewichtsrings abhängig von der Rohrlänge L bei der Reynoldszahl $Re_R = 16$ und dem Durchmesser Verhältnis $d/2R = 0,15$ als Parameter nach Segré und Silberberg /22/



Über den Einfluß der Feststoffkonzentration c_v auf die Lage des Gleichgewichtsringes liegen Angaben von Segré und Silberberg /22/ und Bauckhage /29/ vor. Bild 2 - 2 zeigt die Ausbildung des Gleichgewichtsringes bei zwei unterschiedlichen Rohrlängen und jeweils gleicher Rohr-Reynoldszahl Re_R , während in Bild 2 - 4 der Einfluß der Rohr-Reynoldszahl erkennbar ist. In beiden Bildern ist die Anzahl N_h der Partikeln, die den Rohrquerschnitt nach unterschiedlichen Strömungslängen L an derselben Stelle durchqueren, über dem zugehörigen Rohrradius aufgetragen. Das Verhältnis $d/2R$ beträgt 0,15. Mit wachsender Rohrlänge bildet sich in der Nähe des von der Rohr-Reynoldszahl abhängigen Gleichgewichtsringes ein gut ausgeprägter Feststoffpeak aus, wogegen die Kernströmung nur allmählich an Partikeln verarmt.

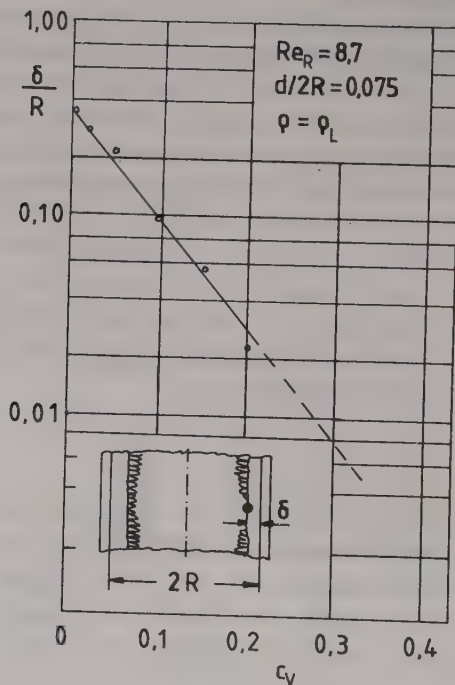
Bild 2 - 4 Ausbildung des Gleichgewichtsringes in Abhängigkeit von der Rohr-Reynoldszahl Re_R mit der Rohrlänge als Parameter nach Segré und Silberberg /22/

$d/2R = 0,15$, $L = 120$ cm



Die Höhe des Peaks und die Feststoffverarmung der Kernströmung nehmen mit wachsender Rohr-Reynoldszahl zu, so daß im vorliegenden Beispiel die Kernströmung ab $Re_R = 17$ vollständig entmischt ist.

Bild 2 - 5 Die Dicke der feststofffreien Wandschicht in Abhängigkeit von der volumetrischen Feststoffkonzentration c_v nach Bauckhage /29/



Sofern die volumetrische Feststoffkonzentration c_v nicht sehr niedrig liegt oder gleich null gesetzt werden kann, wird zweckmäßigerweise anstelle der Gleichgewichtsposition r^*/R die Dicke der feststofffreien

Wandschicht δ angegeben. Diese ist nach Bauckhage /29/ stark konzentrationsabhängig und nimmt mit zunehmender Partikelkonzentration ab, vgl. Bild 2 - 5.

Abgesehen von dem Sonderfall der vertikalen Suspensionsströmung kann der hydraulische Feststofftransport von heterogenen Suspensionen bei Dichtedifferenzen zwischen Fluid und Feststoff und größeren Partikeldurchmessern nur durch turbulente Strömung erfolgen, damit den absinkenden Partikeln durch Wechselwirkung mit dem Trägerfluid die zur Aufwärtsbewegung notwendige Energie zugeführt werden kann. Selbst nach dem Überschreiten der kritischen Fördergeschwindigkeit $w_{\min}$ finden in der turbulenten Suspensionsströmung zwar keine Absetzungen der mittransportierten Partikeln, sehr wohl aber Fest/Flüssig-Entmischungen statt. Für die kritische Fördergeschwindigkeit $w_{\min}$ haben Brauer und Kriegel /30/ die Beziehung gefunden:

$$w_{\min} = \left[\frac{0,094}{\psi} \cdot c_v \left(\frac{\rho}{\rho_L} - 1 \right) \left(\frac{\bar{w}^3}{g} \cdot \frac{\rho_L}{\eta} \right)^{1/3} (2Rg)^{4/3} \right]^{3/8} \quad (2 - 6)$$

$\bar{w}$ bedeutet die mittlere Strömungsgeschwindigkeit, η die dynamische Viskosität, ρ_L die Dichte und ψ die Widerstandszahl des feststofffreien Fluides. Ferner sind g die Erdbeschleunigung, ρ die Dichte und c_v die volumetrische Konzentration der Partikeln. Im Gegensatz zur vertikalen Feststoffförderung findet man bei der horizontalen Förderung keine achsensymmetrischen, sondern von oben nach unten über den Rohrquerschnitt zunehmende Feststoffkonzentrationen (vgl. Kap. 2.3).

2.2. Stofftransportmechanismen

2.2.1 Stoffaustausch in ruhenden Fluiden

Zur quantitativen Beschreibung der Diffusion geht man üblicherweise vom 1. Fick'schen Gesetz aus:

$$\dot{n} = - D \cdot \text{grad } c \quad (2 - 7)$$

In Gl. (2 - 7) bedeuten $\dot{n}$ die Molstromdichte, D der Diffusionskoeffizient und $\text{grad } c$ der Gradient der Mol-dichte c .

In Gasmischungen muß mit einer merklichen Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten von der Temperatur und vom Druck gerechnet werden, während der Einfluß der Zusammensetzung vernachlässigbar zu sein scheint /31/. In flüssigen Mischungen besteht eine starke Abhängigkeit von der Temperatur und von der Zusammensetzung, aber nur ein geringer Einfluß des Druckes /32/. Hieraus ergeben sich weitere, die Konzeption der Versuchsanlage und die Versuchsdurchführung (s. Kap. 3) bestimmende Einflußgrößen.

2.2.2 Stoffaustausch in strömenden Fluiden

Außer dem molekularen Transport kennt man bei strömenden Fluiden zwei weitere Transportmechanismen, nämlich den konvektiven und den turbulenten Stofftransport. Bei der Konvektion, die entweder durch äußere Ursachen erzwungen oder die Folgeerscheinung eines "echten" Transportvorganges sein kann, wird das gesamte fluide System bewegt. Überschreitet die makroskopische Bewegung des fluiden Systems einen gewissen, durch eine Grenzreynoldszahl Re_R gegebenen Geschwindigkeitswert, dann kommt es zu einer Verstärkung des molekularen Transportes durch den turbulenten

ten Austausch von Molekülhaufen in Richtung der bevorzugten Raumkoordinaten. Die Größe der im allgemeinen als Turbulenzballen bezeichneten Molekülhaufen hängt von der räumlichen Ausdehnung des Strömungsfeldes und der Reynoldszahl ab /33/.

Bei der laminaren Strömung im Rohr kann der Stofftransport quer zur Strömungsrichtung nur durch den molekularen Austauschmechanismus erfolgen. Der molekulare Transport in Strömungsrichtung besitzt im Vergleich zum konvektiven Transport nur eine geringe Bedeutung und kann diesem gegenüber vernachlässigt werden (s. Kap. 5.1).

Für die quantitative Beschreibung des Stoffaustausches in strömenden Fluiden wird für die interessierende Komponente des strömenden Stoffgemisches eine Stoffbilanz aufgestellt. Diese erhält man durch die Anwendung des Erhaltungsgesetzes auf ein durchströmtes, differentielles Volumenelement im ortsfesten Koordinatensystem. Es lautet:

$$\frac{\delta c}{\delta t} = -(\nabla \cdot \vec{w} c) - (\nabla \cdot \vec{n}) + \dot{r} \quad (2 - 8)$$

In Gl. (2 - 8) bedeutet $\delta c / \delta t$ die zeitliche Änderung der Molddichte (= Speicherung) der interessierenden Komponente in dem betrachteten Volumenelement und ∇ ist der Nabla Operator. Das Glied $(\nabla \cdot \vec{w} \cdot c)$ stellt die durch Konvektion, $(\nabla \cdot \vec{n})$ die durch Diffusion transportierte Stoffmenge und $\dot{r}$ die Reaktionsstromdichte dar.

2.2.3 Stofftransport in Suspensionen

Die von mehreren Experimentatoren /12 bis 17/ beobachtete Stoffübergangserhöhung in laminar strömenden Suspensionen kann nur dadurch bewirkt werden, daß durch die Wechselwirkung zwischen Fluid und Feststoff ein radialer Platzwechsel diskreter Flüssigkeitselemente induziert wird.

Für den Fall der instationären Bewegungsabläufe während der Fest/Flüssig-Entmischung (Kap. 2.1) können die Partikeln mehrere Beiträge zur Stoffübergangserhöhung liefern, nämlich über

- die Flüssigkeitsverdrängung durch die Querbewegung in Richtung der Gleichgewichtszone
- die Flüssigkeitsverdrängung infolge des Schlupfes zwischen Fluid und Feststoff
- den Mitnahmetransport infolge der Partikelrotation
- die Flüssigkeitsverdrängung und/oder -mitnahme bei Partikelzusammenstößen und Partikel-Wand-Kollisionen.

Nach Abschluß der Querbewegung der Teilchen entfallen die erste und die letzte Art der Flüssigkeitsverdrängung als Beitrag zur Stoffübergangserhöhung. Lediglich die Flüssigkeitsverdrängung infolge des Schlupfes und der Mitnahmetransport infolge der Rotation, deren Wirksamkeit durch den in der Nähe der Gleichgewichtszone herrschenden Konzentrationsgradienten bestimmt wird, bleiben erhalten. Das Erreichen des Zieles des experimentellen Teiles der vorliegenden Arbeit, die Einflußnahme der suspendierten Partikeln auf den Stoffübergang bei laminarer Rohrströmung sichtbar zu machen, hängt davon ab, ob es durch eine geeignete Parametervariation gelingt, die verschiedenen Beiträge zur Stoffübergangserhöhung getrennt zu ermitteln.

Ähnliche Steigerungen des Wärme- und Stoffüberganges lassen sich auch in turbulent strömenden Suspensionen nachweisen, deren Ursache nunmehr in der Wechselwirkung zwischen fluiden Turbulenzballen und den Feststoffteilchen zu suchen ist. Bei Wärmeübergangsmessungen findet Plass /34/ ein Maximum der Wechselwirkung zwischen Fluid und Feststoff bei etwa gleichen geometrischen Abmessungen von Turbulenzballen und Partikeln. Die von Plass gemachten Abschätzungen konnten später durch Zisselmar /35/ auf experimentellem Wege mit Hilfe von Turbulenzmessungen an Suspensionsströmungen bestätigt werden. Der Wärme- und Stoffübergang in Suspensionen unterscheidet sich jedoch dadurch sehr wesentlich, daß die Partikeln beim Wärmeübergang im Gegensatz zum Stoffübergang nicht als inert angesehen werden können. Die Partikeln können nämlich neben einer gegenüber dem Trägerfluid erhöhten Wärmeleitfähigkeit einen zusätzlichen kapazitiven Transportanteil während der instationären Bewegungsabläufe liefern. Wegen dieser grundsätzlichen Unterschiede wird auf die den Wärmeübergang in Suspensionen betreffende Literatur nicht weiter eingegangen.

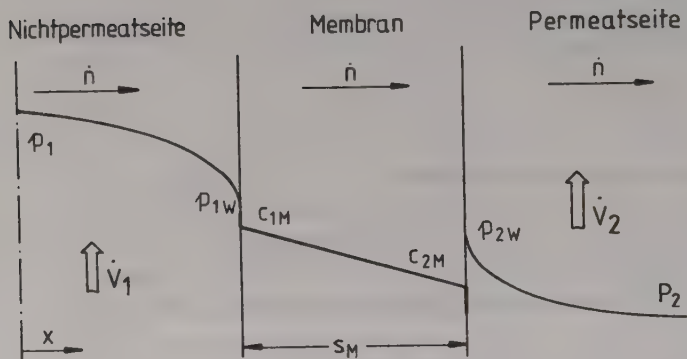
2.2.4 Stofftransport durch Löslichkeitsmembranen

Da die Permeation durch die Strömungsberandung von Einfluß auf den Gesamtstofftransport ist, seien die Grundlagen der Permeation nachfolgend kurz erläutert.

Bei den Membranen unterscheidet man grundsätzlich zwischen porösen und nicht porösen Membranen. Als Stofftransportmechanismen treten bei den porösen Membranen vom Porenquerschnitt abhängige Strömungsvorgänge, z.B. Knudsen- oder Poiseuille-Strömung auf, wogegen in Löslichkeitsmembranen der Stofftransport durch gewöhnliche Fick'sche Diffusion erfolgt. An den

Membranoberflächen muß die permeierende Stoffmenge zunächst absorbiert und nach der Diffusion wiederum desorbiert werden.

Zur Ableitung eines Transportgesetzes müssen diese drei Teilvorgänge, Absorption, Fick'sche Diffusion und Desorption, miteinander gekoppelt werden.



In der obigen Skizze werden mit $\dot{V}_1$ der Gemischvolumenstrom auf der Nichtpermeatseite (Index 1) und mit $\dot{V}_2$ der der Permeatseite (Index 2) bezeichnet.

p_1 und p_2 stellen die zugehörigen Partialdruckverläufe, p_{1W} und p_{2W} die Partialdrücke an der jeweiligen Membranoberfläche dar. c_{1M} und c_{2M} sind die mit p_{1W} und p_{2W} im Gleichgewicht stehenden Mol-dichten, $\dot{n}$ die Molstromdichte der permeierenden Gemischkomponente auf den beiden Seiten 1 und 2 und in der Membran M und s_M die Membrandicke.

Als Ausgleichsgleichung für die Ableitung dient das 1. Fick'sche Gesetz.

$$\dot{n} = -D_M \cdot \frac{\delta c}{\delta x} \quad (2 - 9)$$

Mit D_M wird der Diffusionskoeffizient der durch die Membran diffundierenden Komponente und mit $\delta c / \delta x$ der Gradient der Moldichte c in Richtung der Raumkoordinate x bezeichnet.

Laufen die Absorption und die Desorption schneller ab als die Diffusion, d.h. daß die Sorptionsgeschwindigkeit in den Phasengrenzen größer ist als die Diffusionsgeschwindigkeit durch die Membran, dann kann zwischen den Membranoberflächen und den angrenzenden Permeat- und Nichtpermeatseiten Sorptionsgleichgewicht postuliert werden.

Das Sorptionsgleichgewicht läßt sich dann durch das Henry'sche Gesetz mit der Gleichgewichtskonstanten H_M beschreiben:

$$c_{1M} = H_M \cdot p_{1W} \quad (2 - 10)$$

$$c_{2M} = H_M \cdot p_{2W} \quad (2 - 11)$$

Unter Verwendung der Gleichungen (2 - 9, 10 und 11) erhält man die erstmals von Barrer /36/ aufgestellte Transportgleichung durch Löslichkeitsmembranen:

$$\dot{n} = \frac{H_M \cdot D_M}{s_M} (p_{1W} - p_{2W}) \quad (2 - 12)$$

mit s_M als Membrandicke.

Das Produkt $H_M \cdot D_M$ wird zum sogenannten Permeationskoeffizienten P_M zusammengefaßt, so daß die Stofftransportgleichung für Löslichkeitsmembranen lautet:

$$\dot{n} = P_M \cdot \frac{p_{1W} - p_{2W}}{s_M} \quad (2 - 13)$$

Es wird vorausgesetzt:

1. Stationärer Zustand der Diffusion
2. Diffusionskoeffizient konstant, d.h. unabhängig von Ort und Konzentration
3. Große Einstellungsgeschwindigkeit des Sorptionsgleichgewichtes im Vergleich zur Diffusionsgeschwindigkeit
4. Anwendbarkeit des Henry'schen Gesetzes im betrachteten Konzentrationsbereich, d.h. der Löslichkeitskoeffizient ist von der Konzentration unabhängig.

Obwohl die von Barrer aufgestellte Transportgleichung nur das Modell der idealen Löslichkeitsmembran erfaßt, lassen sich damit nach Strathmann /37/ die meisten praktischen Membranen gut beschreiben, so daß Gl. (2 - 13) für die in Kap. 5 angestellte theoretische Vorausberechnung des Stoffüberganges als Randbedingung verwendet werden kann.

Im Temperaturbereich zwischen 15°C und 60°C besteht ein linearer Zusammenhang zwischen dem Permeationskoeffizienten und der reziproken absoluten Temperatur. Dies heißt, daß der Permeationskoeffizient im allgemeinen mit der Temperatur ansteigt. Nach Li et al. /38/ besteht ein linearer Zusammenhang zwischen dem Permeationskoeffizienten und der reziproken Temperatur nur bei sehr geringen Drücken. Zur Ausschaltung des Temperatureinflusses wurde die Versuchsanlage thermostatisiert, siehe Kap. 3.2.

Über die Druckabhängigkeit des Permeationskoeffizienten berichten Li /38/, Stern /39/ und Enochides /40/.

Ähnlich wie bei der Temperaturabhängigkeit nimmt der Permeationskoeffizient mit wachsendem Druck zu. Die Druckabhängigkeit wird aber im Gegensatz zur Temperaturabhängigkeit von der Gasart und nicht so sehr vom Membranmaterial beeinflusst. Um auch diesen Einfluß auszuschalten, wären Untersuchungen bei konstantem Gasdruck vorzunehmen.

2.3. Bisherige Arbeiten auf dem Gebiet des Stoffüberganges in Suspensionen

Beim Transport von wässrigen Schlämmen in Rohren wird eine im Vergleich zum reinen Trägerfluid verstärkte Oxidation der Rohrwände festgestellt. Dies veranlaßte Postlethwaite /16/, gezielte Versuche mit unterschiedlichen Feststoffpartikeln (Silikatsand $d = 0,21$ mm und $0,43$ mm und Eisenerzkörnern $d = 0,21$ mm) in horizontalen Rohren vorzunehmen.

Obwohl die Versuche wegen der hohen Sinkgeschwindigkeit der verwendeten Feststoffpartikeln im turbulenten Strömungsbereich zwischen $4 \cdot 10^4 \leq Re_R \leq 2 \cdot 10^5$ durchgeführt wurden, ließen sich die in Kap. 2.1 beschriebenen Entmischungseffekte nicht verhindern, so daß deutliche Unterschiede in bezug auf den Stoffübergang zwischen der oberen und unteren Rohrwand gemessen wurden.

Die von Postlethwaite ermittelten Stoffübergangserhöhungen betragen - bezogen auf den Stoffübergang bei feststofffreier Strömung - für $Re_R = 1 \cdot 10^5$ für 10 % Feststoffanteil ca. 35 %, für 15 % Feststoffanteil ca. 45 % und für 20 % Feststoffanteil ca. 70 %. Alle Versuche weisen ein Maximum der Stoffübergangserhö-

hung als Funktion der Rohr-Reynoldszahl auf, das mit zunehmender Feststoffkonzentration zu kleineren Reynoldszahlen hin verschoben wird. Ein Einfluß des beträchtlichen Dichteunterschiedes zwischen Silikatsand mit $\rho = 2,5 \text{ gr/cm}^3$ und Eisenerz mit $\rho = 5 \text{ gr/cm}^3$ konnte nicht festgestellt werden.

Später mit gleichen Strömungsparametern durchgeführte Versuche in vertikalen Röhren /41/ zeigen im Gegensatz zu den an der horizontalen Meßstrecke ermittelten Ergebnissen eine lineare Abhängigkeit des Stoffüberganges von der Rohr-Reynoldszahl Re_R . Die Existenz eines Maximums beim Stoffübergang im horizontalen Rohr, das bei Untersuchungen zur Wärmeübertragung auch von Plass /34/ nachgewiesen werden konnte, deutet darauf hin, daß bei der horizontalen Suspensionsströmung der in Kap. 2.1 beschriebenen Wechselwirkung zwischen den Turbulenzballen und Partikeln eine direkte Beeinflussung der viskosen Unterschicht überlagert wird /42/.

Collingham /15,43/ hat umfangreiche Stoffübergangsmessungen in wässrigen NaCl-Lösungen bei unterschiedlichen Rohrlängen und Rohrdurchmessern durchgeführt. Durch die Zugabe inerter Feststoffpartikeln erreicht er eine von der Partikelkonzentration und der Rohr-Reynoldszahl abhängige Erhöhung des Stoffüberganges um das Zwei- bis Dreifache gegenüber der reinen NaCl-Lösung. Da Collingham die Regelung des Suspensionsstromes durch unterschiedliche Schrägstellungen der Meßstrecke vornimmt, liegen in der Meßstrecke wechselnde Strömungsbedingungen vor, die das Entmischungsverhalten der Partikeln in nicht definierbarer Weise beeinflussen. Neben den Störungen im Einlaufgebiet infolge der je nach eingestellter Reynoldszahl unterschiedlich gebogenen Suspensionszuführung dürfte es infolge der ungenauen Einstellung der Fluidldichte auf den Wert der Partikeldichte dazu kommen, daß wie

bei Postlethwaite /16/ ein Teil der Partikeln direkt an der Membranwand entlangrutscht. Diese Partikeln liefern einen zusätzlichen Beitrag zur Stoffübergangserhöhung, der durch die in Kap. 2.1 und 2.2.3 beschriebenen Mechanismen nicht erfaßt wird.

Der Versuch, die gemessene Stoffübergangserhöhung auf die bekannten Ergebnisse der Fest/Flüssig-Entmischung zurückzuführen, gelingt aufgrund der ungeeigneten konstruktiven Ausführung der Versuchsanlage nicht in erforderlichem Umfang und der notwendigen Präzision.

2.4. Begründung der eigenen Arbeit

Wie die Literaturübersicht zeigt, stellt das Problem des Wärme- und Stoffüberganges in Suspensionen wissenschaftlich keine völlig neue Fragestellung dar, sondern ist bereits mehrfach untersucht worden. Alle Untersuchungen führen zu der Erkenntnis, daß sowohl der Wärme- als auch der Stofftransport in laminarer und turbulenter Rohrströmung durch die Zugabe einer festen Phase merklich erhöht werden kann. Die von den verschiedenen Experimentatoren abgegebenen Erklärungen und Modellvorstellungen zum Stoffübergang in Suspensionen müssen jedoch aus mehreren, nachstehend aufgeführten Gründen als nicht ausreichend angesehen werden:

1. Die Versuchsanlagen besitzen keine hydraulischen Anlauf-längen, die eine vollständige Entmischung der Partikeln gewährleisten, bevor der Wärme- oder Stofftransport einsetzen kann. Hierdurch wird eine Differenzierung der gemessenen Stoffübergangserhöhung und eine Aufspaltung in die unterschiedlichen Beiträge der Partikeln während der stationären und instationären Bewegungsabläufe unmöglich.

2. Die Wahl hoher Feststoffkonzentrationen macht eine Übertragung der hauptsächlich für Einzelkugeln vorliegenden Erkenntnisse der Fest/Flüssig-Entmischung unmöglich.
3. Wechselnde Versuchstemperaturen und Dichteeinstellungen bewirken unterschiedliche Dichtedifferenzen zwischen Fluid und Feststoff und damit unterschiedliches Entmischungsverhalten der Partikeln.
4. Die Regelung des Flüssigkeitsdurchsatzes durch Schrägstellung der Meßstrecke führt zu undefinierten hydraulischen Anlaufbedingungen und damit zu weiteren Einflüssen auf das Entmischungsverhalten der Partikeln.
5. Mögliche Nichtbeachtung grundlegender Randbedingungen bei der Permeation, die wegen der Verwendung von Membranen als Strömungsberandung zusätzlich zu berücksichtigen sind, führt zu weiteren, nur schwer abschätzbaren Quereinflüssen auf den Stoffübergang in Suspensionen.

Der Mangel an fundierten Erläuterungen und Modellvorstellungen zum Stoffübergang in Suspensionen ist somit dadurch bedingt, daß bei der Konzeption der Versuchsanlagen und der Versuchsdurchführung jeweils die Erkenntnisse auf dem Gebiet der Fest/Flüssig-Entmischung und/oder der Stoffübertragung einschließlich der Permeation nicht gegenseitig ausreichend beachtet wurden. Folglich kommt es nun darauf an, die offensichtlichen Zusammenhänge zwischen der Erhöhung des Stofftransportes in laminar strömenden Suspensionen und den Partikelbewegungen (unter Einbeziehung der von Bauckhage /18,19/ zusammengestellten eigenen und fremden Versuchsergebnisse zur Fest/Flüssig-Entmischung) experimentell unter Beweis zu stellen, zu quantifizieren und gesamtheitlich in ihren gegenseitigen Abhängigkeiten darzustellen.

3. Versuchsbeschreibung

3.1 Übersicht über die zu messenden Größen und den Versuchsumfang

Die Bewegung der kugelförmigen Partikeln in der Suspensionsströmung hängt in erster Linie von der Rohr-Reynoldszahl Re_R , dem Turbulenzgrad, dem Verhältnis Kugel- zu Rohrdurchmesser $d/2R$, der Dichtedifferenz zwischen Fluid und Feststoff und der Feststoffkonzentration c_v ab. Bei laminarer Suspensionsströmung spielt auch die Länge der Entmischungswege eine wichtige Rolle, da sich die Partikeln und die Fluidströmung bei der Entmischung in einem instationären, nach erfolgter Fest/Flüssig-Entmischung dagegen in einem stationären Bewegungszustand befinden.

Bezüglich der Fest/Flüssig-Entmischung von laminaren Suspensionsströmungen in runden Rohren liegen ausreichend gesicherte Versuchsergebnisse vor, für den Fall $\Delta \varphi = 0$, für $20 \leq Re_R \leq 1000$ und für Durchmesser verhältnisse zwischen $0,01 \leq d/2R \leq 0,15$. Als Versuchsflüssigkeit wird dabei entweder eine wässrige NaCl- oder Glycerin-Lösung benutzt. Dabei erhält man eindeutige und reproduzierbare Fest/Flüssig-Entmischungen am ehesten mit sehr schwach konzentrierten Kugelsuspensionen, bei denen die Bewegung der Partikeln als Bewegung von Einzelkugeln angesehen wird.

Da die hohe Zahl der Einflußgrößen bei dem vorliegenden Stoffübergangsproblem eine umfassende Parametervariation verhinderte, wurde der Stoffübergang in Abhängigkeit von der Rohr-Reynoldszahl bei zwei unterschiedlichen hydraulischen Anlaufängen und je drei verschiedenen Durchmesser verhältnissen und Partikelkonzentrationen gemessen. Ferner blieben die Versuche auf die laminare Suspensionsströmung und den Fall gleicher Fluid- und Feststoffmassendichte beschränkt.

Schließlich wurde die Länge der hydraulischen Anlaufstrecke L_1 bis L_4 so ausgelegt, daß die Fest/Flüssig-Entmischung entweder in der Stoffübergangsmeßstrecke stattfand, oder aber vor Beginn der Meßstrecke bereits abgeschlossen war. Die untersuchten Parameterbereiche sind in Tab. 3 - 1 ersichtlich.

Hinsichtlich des eingesetzten Membran- und Partikelmaterials erwies sich die Verwendung von Kohlendioxid als Übergangskomponente und Stickstoff als Trägergas als besonders geeignet /44/.

Die eingangs geschilderten Einflüsse der Fluid- und Trägergastemperatur wurden dadurch eliminiert, daß durch entsprechende Thermostatisierung des Versuchskreislaufes beide Temperaturen konstant auf 20° C gehalten wurden. Aus technischen Gründen (Kap. 4.2) ergab sich eine Variation der flüssigkeitsseitigen CO_2 -Konzentration c_F , wodurch zusätzliche Informationen über deren Einfluß auf den Stoffübergang gewonnen werden konnten. Vgl. Kap. 2.2.1.

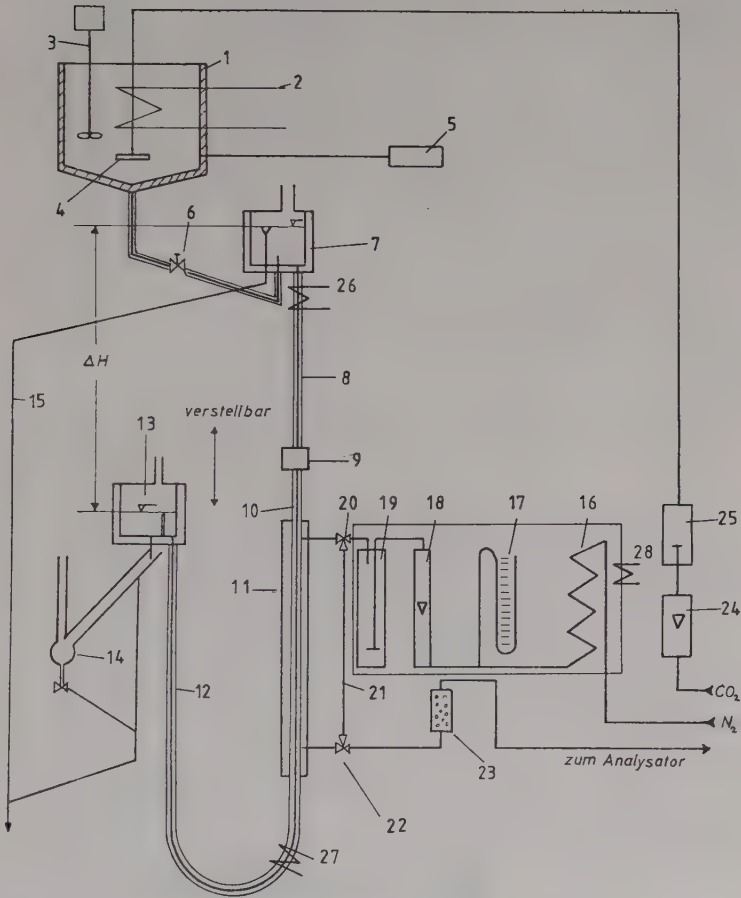
Tabelle 3 - 1: Versuchsmatrix

	d / 2R	C_V [Vol%]	L1* 0,2 cm	L2* 25 cm	L4* 200 cm
Wasser	-	0	x	x	
Salzwasser	-	0	x	x	x
Salzwasser	0,05	0,25			x
		0,5			x
		1,0			x
		1,5			o
Salzwasser	0,1	0,25	x		x
		0,5	x		x
		1,0	x		x
		1,5	-		o
Salzwasser	0,15	0,13	x		
		0,25	x		x
		0,5	x	x	x
		1,0	x		x
		1,5	o		o

o Zusatzversuche ; pro Versuch 5 bis 10 Re_R -Werte

* Durchmesser $2R = 0,15$ cm

Bild 3 - 1 Schematische Darstellung der Versuchsanlage



Legende zu Bild 3 - 1

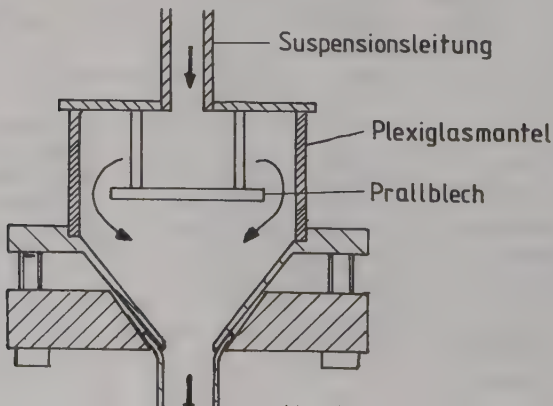
- | | | |
|-------------------------------------|-------------------------------|------------------------------------|
| 1 Vorratsbehälter | 10 hydraulische Anlauffläne | 19 Gaswaschflasche |
| 2 Thermostatisierung | 11 Permeationskammer | 20 Dreiwegehahn (Eichung) |
| 3 Rührer | 12 Verbindungsleitung | 21 Bypass |
| 4 Dispergiereinrichtung | 13 unteres Überlaufgefäß | 22 Dreiwegehahn (Eichung) |
| 5 Probenentnahme
(Dichtemessung) | 14 Volumenstrommeßeinrichtung | 23 Trockenturm |
| 6 Absperr- und Regelventil | 15 Abflußleitung | 24 Rotameter |
| 7 oberes Überlaufgefäß | 16 Wärmetauscher | 25 Gaswaschflasche CO ₂ |
| 8 Suspensionsleitung | 17 U-Rohr-Manometer | 26 Thermostatisierung |
| 9 Beruhigungskammer | 18 Rotameter | 27 Thermostatisierung |
| | | 28 Thermostatisierung |

3.2 Allgemeine Beschreibung der Versuchsanlage (Bild 3 - 1) und Versuchsvorbereitung

Neben der Sicherstellung eines ausreichenden Flüssigkeitsvorrates diente der Vorratsbehälter (1) der Thermostatisierung der Versuchsflüssigkeit (2) und bei Verwendung von wässriger NaCl-Lösung der Einstellung der Flüssigkeitsdichte. Diese entsprach der Partikeldichte und wurde in getrennten Absetzversuchen ermittelt. Nach der Anreicherung der Versuchsflüssigkeit mit der Übergangskomponente CO_2 wurden bei den Suspensionsversuchen die im Labor vorbehandelten Feststoffteilchen (siehe S.36) mit Hilfe des Rührers (3) möglichst gleichmäßig in die NaCl-Lösung dispergiert.

Die Versuchsflüssigkeit oder die Suspension strömte über eine Glaszuleitung zum oberen Überlaufgefäß (7). Der Fluidstrom wurde mit dem Absperr- und Regelventil (6) so eingestellt, daß nur ein sehr kleiner Anteil über das Wehr des Überlaufbehälters strömte und über die Abflußleitung (15) abgeleitet werden mußte. Der Hauptstrom floß durch die Leitung (8) zur Beruhigungskammer mit eingebautem Prallblech (9) und von dort über die hydraulische, stoffübergangsfreie Anlaufstrecke (10) in die Nichtpermeatseite des genau senkrecht angebrachten Membranmoduls (11).

Bild 3 - 2 Schnitt durch die Beruhigungskammer



Die Beruhigungskammer sorgte dafür, daß aus der Suspensionsleitung (8) ankommende Partikelagglomerate zerschlagen und eine Gleichverteilung der Partikeln erreicht wurde. Beide Vorgänge konnten durch die durchsichtige Außenwand der Beruhigungskammer gut beobachtet werden. Der Zweck der stoffübergangsfreien Anlaufstrecke war die getrennte Ermittlung der Beiträge der Stoffübergangserhöhung, die von den instationären Bewegungsabläufen während, bzw. den stationären nach Fest/Flüssig-Entmischung herrührten. Vgl. Kap. 2.1 und 2.2.3.

Nach dem Verlassen der Permeationskammer gelangte die Versuchsflüssigkeit bzw. die Suspension zum unteren, in der Höhe verstellbaren Überlaufgefäß (13). Von hier aus wurde das Fluid über die Volumenstrommeßeinrichtung (14) der Abflußleitung zugeführt.

Beim Durchströmen der Permeationskammer (11) permeierte ein Teil des im Versuchsfluid gelösten Kohlendioxids durch die in der Kammer eingebaute Silastic-Schlauchmembran in den durch ein gläsernes Mantelrohr begrenzten Gasraum (Permeatseite).

Das Trägergas (gereinigter Stickstoff) durchströmte einen Wärmetauscher (16), ein Rotameter (18) und eine Gaswaschflasche zwecks Wasserdampfsättigung (19) und gelangte von dort in die Permeatseite des Membranmoduls. Hier nahm das Trägergas das permeierte Kohlendioxid auf und transportierte es über einen Trockenturm (23) zum Gasanalysator.

Das für die Eichung des Gasanalysators erforderliche Prüfgas wurde ebenfalls über die Temperiereinrichtung (16), jedoch unter Umgehung des Membranmoduls über die Stellen (20,21,22) zum Gasanalysator geleitet.

Zur Anreicherung des Versuchsfluids mit der Übergangskomponente diente die im Vorratsbehälter eingebaute Dispergiereinrichtung (4). Die Übergangskomponente wurde zuvor in einer Gaswaschflasche (25) mit Wasserdampf gesättigt.

Meß- und Regeleinrichtung

Gasströme

Zur Messung der Stickstoff- und Kohlendioxidströme wurden Schwebekörperdurchflußmesser eingesetzt; Druck und Temperatur der Gase wurden konstant geregelt. Zur Ermittlung des Gesamtdruckes auf der Permeatseite befand sich in der Trägergaszuführung ein U-Rohrmanometer. Korrespondierend zu den mittleren Drücken auf der Nichtpermeatseite konnten eventuell mögliche Einflüsse auf die Permeation, wie sie in Kap. 2.2.4 beschrieben sind, abgeschätzt und durch Nachregelung unterbunden werden.

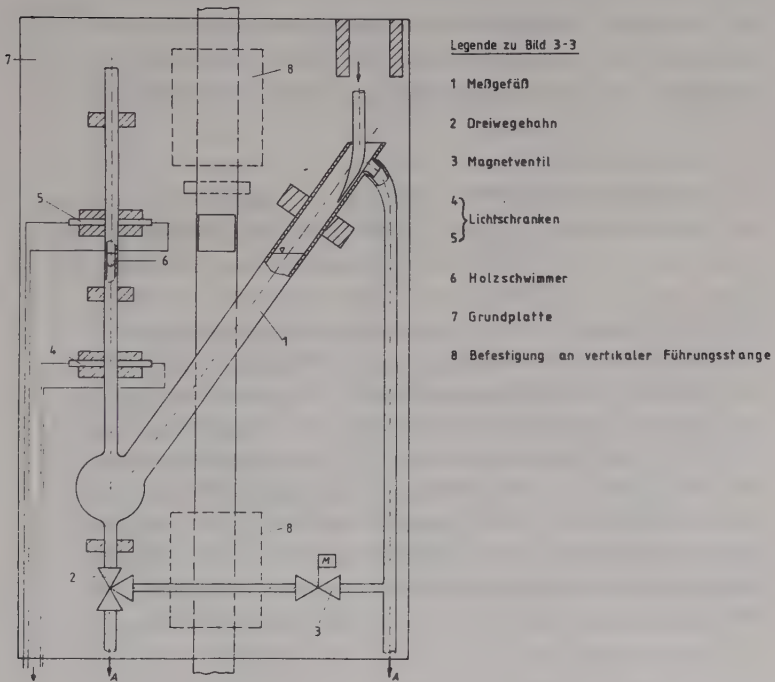
Die (ausreichend langen) Zuführungen wie auch die Meßeinrichtungen für den Trägergasstrom und den Systemdruck waren temperiert, Bild 3 - 1. Auf die Temperierung des Kohlendioxidstromes wurde verzichtet.

Der Erfolg der CO₂-Anreicherung im Vorratsbehälter hing hauptsächlich vom Zustand der Porosität in der Gasdispergiereinrichtung ab. Dieser änderte sich infolge der unvermeidbaren Salzverkrustung mit der Betriebszeit, so daß die Dispergierungsfritte regelmäßig erneuert werden mußte.

Suspensionsstrom

Zur Messung des Fluidvolumenstromes und damit für die Bestimmung der Reynoldszahlen wurde ein speziell konstruiertes Auffanggefäß, Bild 3 - 3, verwendet.

Bild 3 - 3 Volumenstrommeßeinrichtung für die Suspension



Das Meßgefäß (1) hatte ein schrägliegendes Einlaufrohr (Innendurchmesser 2 cm) und einen senkrechten, dünneren Meßschenkel (Innendurchmesser 0,5 cm). Durch das schrägliegende, großvolumige Einlaufrohr

wurden Schwankungen des einlaufenden Fluidstromes so gedämpft, daß der Flüssigkeitsspiegel im engeren Meßschenkel während des Füllvorganges schwankungsfrei anstieg. Für den eigentlichen Meßbetrieb wurde der Dreizehgehahn (2) so umgestellt, daß der gesamte Suspensionsstrom über ein Magnetventil (3) strömte. Dieses wurde durch eine Automatik in anwählbaren Zeitabständen geschlossen, wodurch sich die jeweilige Versuchsflüssigkeit im Meßrohr aufstaute. Der Fluidvolumenstrom selbst wurde mittels der Lichtschranken (4) und (5) durch automatische Messung der Füllzeit des genau 50 cm^3 fassenden, durch die Lichtschranken begrenzten Abschnittes der beiden Röhren ermittelt.

Versuchstemperaturen

Die genaue Einhaltung der geforderten Versuchstemperatur $\vartheta = 20^\circ \text{C}$ wurde mit Hilfe einer sorgfältigen Thermostatisierung der gas- und fluidführenden Anlagenteile durch vier getrennte Kreisläufe erreicht, Bild 3 - 1 (2,26,27,28), die jeweils über einen Thermostat mit Temperierwasser versorgt wurden. Im Vorratsbehälter wurde die Temperatur der Suspension direkt, in den Kreisläufen (26,27) indirekt über die Badtemperatur in den Thermostaten mit $1/100^\circ$ Thermometern bestimmt. Die Trärgastemperatur und die Temperatur im Gasraum des Membranmoduls konnten ebenfalls nicht direkt, sondern nur über die Badtemperatur im Thermostatisierungskreislauf (28) reguliert werden.

CO_2 -Konzentration im Trärgas

Die CO_2 -Konzentration im Trärgas x_A wurde mit einem Infrarot-Gasanalysator Uras 2 T (der Firma Hartmann & Braun), der mit Prüfgas in Volumenprozent kalibriert war, ebenfalls in Volumenprozent bestimmt. Der zeit-

liche Verlauf der CO_2 -Konzentration wurde mit einem x - t Schreiber aufgezeichnet und zusätzlich auf einem Digitalmultimeter angezeigt.

Bei der Bestimmung der CO_2 -Konzentration in der Versuchsflüssigkeit c_E kam das Verfahren der Rücktitration von CO_3^{-2} Ionen, die bei der Dissoziation von Kohlensäure entstehen, mit einem Überschuß an Natronlauge zur Anwendung.

Kinematische Viskosität und Dichte der Versuchsflüssigkeit

Die Abhängigkeit des Entmischungsverhaltens der Partikeln, Bild 2 - 1, von der Dichtedifferenz zwischen Fluid und Feststoff erfordert eine sorgfältige und genaue Bestimmung der Feststoffmassendichte und eine entsprechende Angleichung der Flüssigkeitsdichte bei den Suspensionsversuchen.

In mehreren Absetzversuchen wurde der Schwebezustand der Partikeln ermittelt, der bei einer Dichtedifferenz $\Delta \rho = 0$ auftritt. Die Dichte der in einem thermostatisierten Absetzgefäß befindlichen Salz-Wasser-Mischung wurde durch Zugabe von Salz oder destilliertem Wasser solange verändert, bis über mehrere Stunden hinweg keine Absetzbewegung mehr festgestellt werden konnte. Die für die Messung der Dichte und der kinematischen Zähigkeit erforderlichen Proben wurden bei den Absetzversuchen nach dem Einstellen des Schwebezustandes mit Einmalspritzen gezogen. Bei den Suspensionsversuchen war das Dichtemeßgerät DMA 50 über eine dünne Schlauchleitung direkt mit dem Vorratsbehälter verbunden. Mit diesem Gerät wurden bei den Versuchen zur Fest/Flüssig-Entmischung /19/ gute Erfahrungen gemacht. Da die hier verwendeten Kugeln sehr klein sind und ohne Schwierigkeiten durch das Meßrohr des Dichtemeßgerätes transportiert werden, konnte mit dem Gerät

nicht nur die Dichte der feststofffreien Flüssigkeit, sondern auch die Dichte der fertig vorbereiteten Kugelsuspensionen überprüft werden. Die Dichte wurde aus der Anzeige der Schwingungsdauer ermittelt.

Die Viskositätsmessungen konnten ebenfalls mit einem vollautomatischen Meßgerät durchgeführt werden. Das Meßgerät bestand aus einem Ubbelohde Kappilarviskosimeter, das in einem Temperierbad aufgehängt war sowie aus einer automatischen Pumpeinheit und einem Zeitmeß- und Ausgabegerät.

Aus den Absetzversuchen ergab sich für die verwendete NaCl-Wasser-Lösung eine gemittelte Massendichte

$$\rho_L = 1,0475 \text{ gr/cm}^3$$

und eine kinematische Viskosität

$$\nu = 1,081 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$$

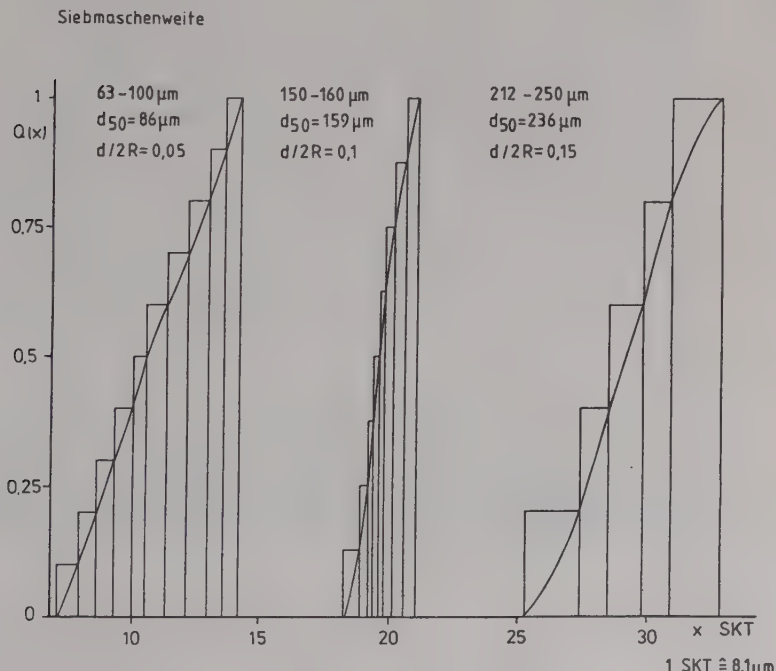
Wegen der fluiddynamisch bedingten Forderung nach Gleichheit der Feststoff- und Flüssigkeitsdichte sind die Feststoffmassen- und -volumenkonzentrationen gleich. Die gewünschten Feststoffkonzentrationen lassen sich daher relativ einfach durch Einwiegen einer entsprechenden Teilchenmenge in den Vorratsbehälter bei Versuchsbeginn erreichen. Für eine Überwachung und Messung der Feststoffkonzentration unmittelbar vor Eintritt der Suspension in den Membranmodul und parallel zu den Stoffübergangsmessungen war keine Meßeinrichtung vorhanden.

Herstellung der Kugelfraktionen

Für die Stoffübergangsmessungen in Suspensionen waren drei Kugelfraktionen mit sehr engen Korngrößenverteilungen vorgesehen. Durch Kombination von Prüfsieben der Normreihe DIN 4188 und der amerikanischen Norm-

reihe ASME sollte ein vorhandener Kugelvorrat so aufgetrennt werden, daß die Teilfraktionen mittlere Partikeldurchmesser von $d \approx 85 \mu\text{m}$, $150 \mu\text{m}$, $250 \mu\text{m}$ aufwiesen. Dazu wurde das jeweilige Prüfsieb in die Wanne eines Ultraschallgerätes gestellt und diese mit Wasser aufgefüllt, bis das Siebgewebe gerade mit Flüssigkeit bedeckt war. Die zu siebende Kugelmenge wurde unter Zuhilfenahme von Spülmitteln im Wasser dispergiert und damit das Prüfsieb so lange nachgefüllt, bis sich in der Wanne und im Prüfsieb ein konstanter, durch den Siebrand gerade noch getrennter Flüssigkeitsspiegel einstellte. Nach einer Beschallung von jeweils etwa 15 Minuten konnte der Badinhalt mit dem ausgesiebten Feingutanteil abgelassen und die Ultraschallwanne wieder mit Wasser gefüllt werden. Anschließend wurden die mehrfach mit Wasser gespülten Kugeln in einem Vakuumschrank bei ca. 30°C getrocknet.

Bild 3 - 4 Verteilungssummenkurven der Partikeln



Die Ergebnisse dieser Siebmethode sind in Bild 3 - 4 zu sehen, wobei die Fraktion $150 \mu\text{m} \leq d \leq 160 \mu\text{m}$ eine sehr enge Verteilung, die von $63 \mu\text{m} \leq d \leq 100 \mu\text{m}$ und von $212 \mu\text{m} \leq d \leq 250 \mu\text{m}$ eine breitere Verteilung aufweist. Mangels ausreichender Kugelmengen (im kleinen Durchmesserbereich) konnten die ursprünglichen Genauigkeitsansprüche nicht gänzlich eingehalten werden. Es wurden vereinfacht gesiebte Fraktionen zugegeben, was zu einer wesentlich breiteren Durchmesser-Verteilung führte.

Montage der hydraulischen Anlaurlänge

Für die Bewertung der mit der eigenen Versuchsanlage gewonnenen Ergebnisse stehen mehrere theoretische Lösungen des Konzentrationsfeldes beim Stoffübergang im laminar durchströmten Rohr zur Verfügung. Siehe Kap. 6. Die Anwendung dieser Lösungen erfordert die möglichst exakte Verwirklichung bestimmter Strömungsformen am Rohreintritt. Bei gleichzeitigem hydraulischen und stofflichen Anlauf zu Beginn der Stoffübergangsmeßstrecke muß die Strömung der Versuchsflüssigkeit ein Kolbenprofil aufweisen. Dies wurde hier näherungsweise durch die sprunghafte Verringerung des Durchmessers von der Verwirbelungskammer auf den Innendurchmesser der Schlauchmembran erreicht. Die rechnerisch bestimmte mittlere Strömungsgeschwindigkeit in der Wirbelkammer beträgt bei einer Reynoldszahl von $Re_R = 2000$ beispielsweise $0,32 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$, während der entsprechende Geschwindigkeitswert in der Schlauchmembran bei $117 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ lag.

Die Lösungen für den Stoffübergang ohne hydraulischen Anlauf erfordern dagegen zu Beginn der Meßstrecke eine vollständig ausgebildete laminare Strömung, was durch die Vorschaltung von hydraulischen Anlaufstrecken verwirklicht werden kann.

Entlüftung des Kreislaufes

Vor jeder Versuchsserie hatte die Entlüftung der suspensionsführenden Anlagenteile zu erfolgen. Da sehr kleine Luftbläschen zum Haften an den Rohr- und Schlauchwandungen neigen, mußte die Meßstrecke und die hydraulische Anlaufstrecke über einen getrennten Entlüftungskreis von unten her gefüllt werden. Durch kurzzeitiges Umschalten auf Versuchsbetrieb konnte der Abschluß bzw. der Erfolg der Entlüftungsmaßnahmen durch die Volumenstrommeßeinrichtung kontrolliert werden. Nach der Entlüftung der Suspensionsseite wurde in die Permeatseite des Membranmoduls Stickstoff als Trägergas eingeleitet und damit gespült.

Titration

Für die Durchführung der Titration standen eine Titratoreinrichtung und mehrere speziell gefertigte Probengläser zur Verfügung. Unmittelbar vor Beginn der Stoffübergangsmessungen wurden in vier, sehr sorgfältig gereinigte und getrocknete Probengläser mit Hilfe der Bürette jeweils 10 ml 0,1 normale Natronlauge eingefüllt. Zur Vermeidung von Ablesefehlern verfügte diese Bürette über eine selbsttätige Meßvolumeneinstellung. Während des Füllvorganges wurden die Probengläser mit hochreinem Stickstoff gespült und anschließend mit Gummistopfen verschlossen. Hierdurch ließen sich Nebenreaktionen der Natronlauge mit Kohlendioxid der Raumluft weitgehend ausschließen.

Nach Beginn der Stoffübergangsmessung wurden mit einer Pipette aus dem Vorratsbehälter der Versuchsanlage feststofffreie Flüssigkeitsproben mit je 50 ml gezogen, in die vorbereiteten Probengläser eingefüllt und diese wiederum mit Gummistopfen verschlossen. Zur Neutralisation der überschüssigen Natronlauge wurde in die Probengefäße bei eingeschaltetem Magnetprüher

aus einer Bürette tropfenweise 0,1 normale Salzsäure zugegeben, bis das pH-Meter das Erreichen des Umschlagpunktes bei $\text{pH} = 8,2$ anzeigte. Da die Salzsäure und die Natronlauge 0,1 normal waren, enthielt die Probe eine CO_2 -Konzentration von

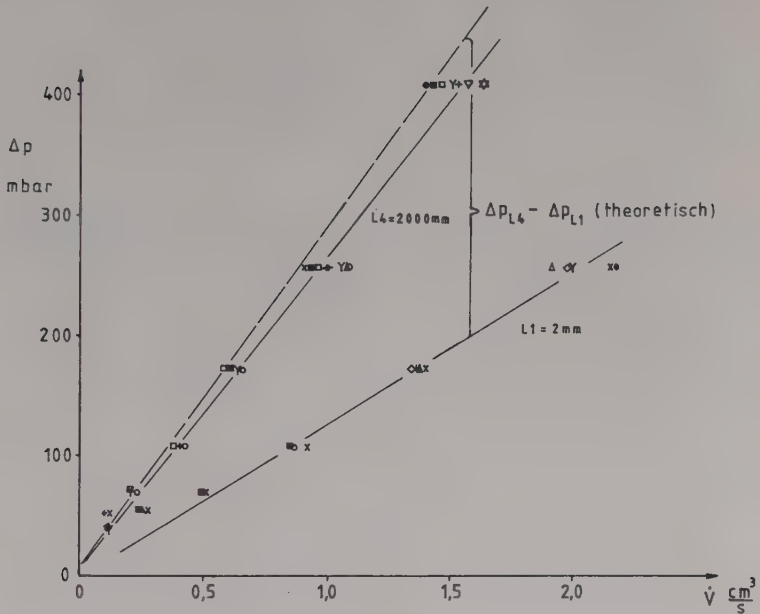
$$c_E = 0,1 \frac{V_{\text{NaOH}} - V_{\text{HCL}}}{V_{\text{Probe}}} \quad (3 - 1)$$

V_{NaOH} und V_{HCL} sind die eingefüllten Volumina an NaOH und HCL in ml und V_{Probe} das aus dem Vorratsbehälter gezogene Probenvolumen. Die CO_2 -Konzentration im Vorratsbehälter, im folgenden als CO_2 -Eintrittskonzentration c_E bezeichnet, hat die Einheit mmol/cm^3 .

3.3 Druckverlust der Versuchsanlage bei verschiedenen hydraulischen Anlaufängen

In Bild 3 - 5 ist der Gesamtdruckverlust, der sich aus der Höhendifferenz der Wehre des oberen und unteren Überlaufbehälters (Bild 3 - 1, Nr. 7 und Nr. 13) ergibt, für die beiden hydraulischen Anlaufängen L_1 und L_4 über dem jeweils gemittelten Volumenstrom aufgetragen. Neben einer allgemeinen Abschätzung des Einflusses der hydraulischen Anlaufängen auf den Gesamtdruckverlust erlaubt die Auftragung des Druckverlustes Δp über den gemittelten Volumenströmen auch die Bewertung des Einflusses der Partikelkonzentration und des Durchmesserhältnisses $d/2R$.

Bild 3 - 5 Gesamtdruckverlust der Versuchsanlage



Die in Tab. 11 - 1 zusammengestellten und in Bild 3 - 5 aufgetragenen Daten über Δp und $\dot{V}$ lassen weder eine Staffelung der Meßpunkte nach der jeweiligen Feststoffkonzentration noch einen Einfluß des Durchmesser- verhältnisses erkennen. Dieser Befund steht im Einklang mit den Feststellungen von Ebert /45/ und Collingham /15/, wonach der Druckverlust infolge der mitschwimmenden Partikeln bis ca. 5 Volumenprozent nicht, bzw. kaum merklich ansteigt. Dies deutet darauf hin, daß bei den hier verwendeten geringen Feststoffkonzentrationen $c_v < 4 \text{ Vol\%}$ trotz der lokalen Störungen des Geschwindigkeitsprofiles durch die stationären und instationären Bewegungsabläufe der Partikeln eine insgesamt Poiseuille'sche Grundström-

mung vorliegen dürfte, und damit die angestrebte Erfassung der Stoffübergangserhöhung auf der Grundlage eines parabolischen Geschwindigkeitsprofils mit den bekannten Fest/Flüssig-Entmischungen möglich ist.

Neben der Beurteilung des Strömungszustandes lassen sich aus Bild 3 - 5 weitere Aussagen über den Durchmesser der Schlauchmembran und über den Druckverlust der hydraulischen Anlaufänge $L_4 = 2\text{m}$ gewinnen. Der Durchmesser der Schlauchmembran wird für die Darstellung und für die theoretische Überprüfung der Stoffübergangsmessungen benötigt. Nach Stern /46/, der das elastische Verhalten von Hohlfasermodulen bei unterschiedlichen Drücken untersuchte, rufen nämlich schon geringe Druckdifferenzen im Schlauchinneren merkliche Änderungen der Membranabmessungen und dadurch auch der permeierenden Stoffmengen hervor.

Die Ausführungen der Versuchsanlage unterscheiden sich lediglich durch den Strömungswiderstand der unterschiedlichen Fluidleitungen (= hydraulischen Anlaufängen) zwischen dem oberen Überlaufgefäß und der Permeationskammer. Da die Bauteile ansonsten identisch sind, muß die Differenz der Gesamtdruckverluste bei gleicher Strömungsgeschwindigkeit gerade dem Unterschied der verwendeten hydraulischen Anlaufängen entsprechen.

Diese kann mit Hilfe des Hagen Poiseuille'schen Gesetzes für gerade glatte Rohre

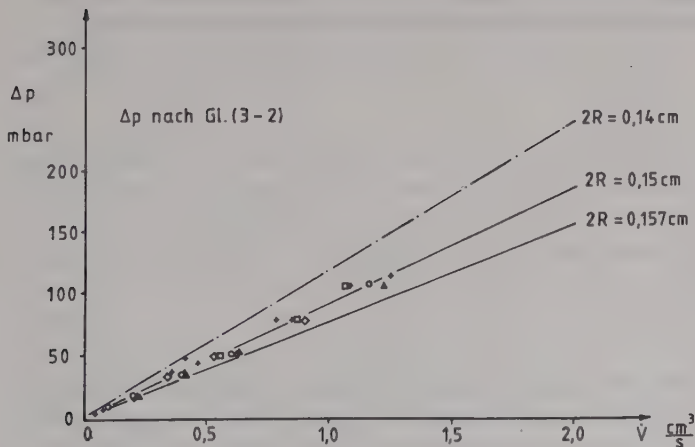
$$\Delta p = 32 \cdot \eta \cdot \bar{w} \cdot \frac{L}{4 \cdot R^2} \quad (3 - 2)$$

und den in Tab.3 - 1 angegebenen konstruktiven Daten der hydraulischen Anlaufängen berechnet werden. Die gemessene und berechnete (ausgezogene Geraden in Bild 3 - 5) Druckverlustdifferenz der beiden hydraulischen Anlaufängen stimmen sehr gut überein. Die

Abweichung zwischen Rechnung und Messung beträgt maximal 5 % und ist auf geringfügige Unrundheiten der Rohre, auf besagte Druckeinflüsse gegenüber dem Rohrdurchmesser und auf Querschnittssprünge in nicht fluchtenden Rohrübergängen zurückzuführen. Ein Einfluß von Meßfehlern bei der Bestimmung des Volumensstromes $\dot{V}$ kann wegen der exakten Ausführung der Messungen vernachlässigt werden.

Wegen der guten Übereinstimmung zwischen den gerechneten und gemessenen Druckverlusten der hydraulischen Anlaufängen wird angenommen, daß der Druckverlust des Membranmoduls ebenfalls mit Gl. (3 - 2) berechenbar ist. Hierfür stehen neben den Angaben des Herstellers ($2R = 0,157$ cm) von Haase /47/ mitgeteilte Meßwerte für den Durchmesser $2R = 0,14$ cm (unter definierter Vorspannung) und Werte für den Druckverlust des Membranmoduls nach /44/ zur Verfügung.

Bild 3 - 6 Druckverlust des Membranmoduls



Neben den Geraden, die anhand von Gl. (3 - 2) mit den Durchmesserangaben des Herstellers und nach /47/ ermittelt worden sind, sind in Bild 3.-6 auch die Meßwerte nach /44/ eingetragen. Diese gruppieren sich mit einem Fehler von $\pm 4 \%$ um die mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmte Gerade. Aus der Steigung der Ausgleichsgeraden oder durch Auflösung der Gl. (3 - 2) kann der Durchmesser des Membranschlauches im eingebauten Zustand ermittelt werden. Der so errechnete Membrandurchmesser liegt um $4,4 \%$ unter den Herstellerangaben. Angesichts der guten Übereinstimmung von gemessenem und berechnetem Druckverlust ist ein Einfluß der Durchmesseränderung auf die Permeationseigenschaften unwahrscheinlich und braucht folglich für die Stoffübergangsuntersuchung auch nicht weiter berücksichtigt zu werden.

Die Ursache dieser relativ stark divergierenden Durchmesserangaben dürfte in den unterschiedlichen Verfahren zur Bestimmung des Innendurchmessers sowie in den unterschiedlichen Vorspannungen der Membran liegen. Während die Angaben des Herstellers für den unbelasteten Membranschlauch gelten, sind die Messungen von Haase /47/ an Schläuchen vorgenommen worden, die mit konstanter Formänderungsarbeit eingespannt waren.

3.4. Fehlerabschätzung

In die Auswertung der Versuche gehen die nachfolgend aufgeführten, fehlerbehafteten Meßgrößen ein:

Dichte der NaCl-Lösung ρ_L

Viskosität der NaCl-Lösung ν

Trärgasstrom $\dot{V}_G$

CO₂-Konzentration im Trärgas x_A

CO₂-Konzentration in der Versuchsflüssigkeit c_F

Meßvolumen der Volumenmeßeinrichtung V

Füllzeit t

Kugeldurchmesser d

Feststoffkonzentration c_v

Innendurchmesser des Membranschlauches $2R$

Die maximalen relativen Fehler dieser Meßgrößen sind in Tab. 3 - 2 zusammengestellt. Weitere für die dimensionslose Darstellung der Meßergebnisse benötigte Daten werden der Literatur entnommen und bei der Durchführung der einzelnen Rechnungen diskutiert.

Der Fehlerbereich der kinematischen Zähigkeit und der Fluidichte ist wegen der genauen Temperierung lediglich von den Meßgerätefehlern abhängig, bei genauer Mischung und Überwachung der Dichte liegt der Fehler bei der Dichte bei maximal $\pm 0,1 \%$, bei der Viskosität bei $\pm 1,0 \%$.

Der maximale Meßfehler des Trärgasvolumenstromes wird wegen der Temperierung des Rotameters, der zugehörigen Leitungen und des an den Volumenstrom angepaßten Feinregulierventils unter $\pm 2 \%$ angenommen, wobei die Luftdruckschwankungen bereits miteinbezogen sind.

In die Bestimmung der CO₂-Konzentration im Trärgas geht neben dem Fehler des Trärgasvolumenstromes noch der Fehler des Infrarot-Gasanalysators ein, der

vom Hersteller mit ± 1 % des Meßbereichsendwertes angegeben wird. Der Fehler in der Eichung des Gasanalysators mit Prüfgasgemischen (Fa. Messer Griesheim) kann wegen der vor jedem Versuch durchgeführten Kalibrierung vernachlässigt werden.

Bei der Messung der CO_2 -Konzentration in der Versuchsflüssigkeit treten Fehler durch die Probennahme, durch das zur Titration verwendete pH-Meter und durch die Eichflüssigkeit auf. Ein Absinken der CO_2 -Konzentration im Vorratsbehälter stellte sich erfahrungsgemäß erst bei Versuchszeiten von über sechs Stunden ein. Durch Einleiten eines geringen CO_2 -Gasstromes am Kopf des Vorratsbehälters konnte in solchen Fällen ein Absinken der CO_2 -Konzentration vermieden werden. Der maximale relative Meßfehler der CO_2 -Konzentration in der Versuchsflüssigkeit wird mit ± 3 % angenommen.

Das Meßvolumen der Volumenmeßeinrichtung, Bild 3 - 3, und die Einstellung der Lichtschranken für die Füllzeitmessung wurden mit einer 50 ml fassenden Pipette kalibriert. Der Abschaltbereich des Zählwerkes durch die obere Lichtschranke liegt bei einem Meßvolumen von $V = 50 \text{ cm}^3 \pm 0,5$ %.

Der Kugeldurchmesser wurde durch Ausmessung unter dem Mikroskop bestimmt, dabei wird ein Fehler von ± 2 % angenommen. Systematische, jedoch nicht quantifizierbare Fehler treten bei der Entnahme von Proben aus der jeweiligen Kugelfraktion und bei der Teilung der Probe auf. Die Messungen erfolgen an je 100 Kugeln pro Fraktion.

Der Fehler der Feststoffkonzentration läßt sich nur schwer abschätzen, da hierfür keinerlei direkte Meßeinrichtung zur Verfügung stand. Die über die eingewogene Feststoffmenge berechnete Volumenkonzentration birgt systematische Fehler:

Sowohl beim Auswaschen der Dispergiermittel, wie auch beim Einbringen der Feststoffteilchen in den Vorratsbehälter konnten nicht näher quantifizierbare Verluste auftreten. Ferner konnten geringfügig schwankende Füllstandshöhen im Vorratsbehälter bei der Feststoffzugabe und Fehler bei der Einwaage vorkommen. Der Fehler der Feststoffkonzentration wird insgesamt mit $\pm 5\%$ angenommen.

Der Innendurchmesser des Membranschlauches beträgt nach Angaben des Herstellers $2R = 0,157$ cm. Bei Voruntersuchungen /44/ und auch durch Collingham /15/ sind Abweichungen von den Herstellerangaben bis zu 10 % festgestellt worden. Nach Haase /47/ reduziert sich der Schlauchdurchmesser durch die Einspannung in die Permeationskammer sogar auf 0,14 cm. Tang und Hwang /48/, die mit dem gleichen Schlauchmaterial und ähnlichen Abmessungen arbeiteten, machen keine Angaben über eventuelle Änderungen der Schlauchgeometrie. Die aus der Druckverlustberechnung (Kap. 3.3) resultierenden Fehler in der Durchmesserangabe liegen bei 4,4 %. Da die Schnittbilder von der Übergangsstelle (von der hydraulischen Anlaumlänge auf den Membranschlauch) keine Einschnürung der Membran erkennen lassen, und die Schlauchgeometrie daher nicht näher untersucht wurde, werden für die Versuchsauswertung die Herstellerangaben herangezogen. Der Fehler des Membranschlauch-Innendurchmessers wird mit $\pm 5\%$ angenommen.

Den Fehler der Rohr-Reynoldszahl, die mit nachstehender Gleichung aus den oben angegebenen Meßwerten für das Meßvolumen V , der Stoppzeit t , der kinematischen Zähigkeit ν und dem Membrandurchmesser berechnet wird, erhält man nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz.

$$Re_R = \frac{2 \cdot V}{\pi \cdot t \cdot \nu \cdot R} \quad (3-3)$$

Der Fehler der Rohr-Reynoldszahl ist somit:

$$\frac{|\Delta Re_R|}{Re_R} = \frac{|\Delta V|}{V} + \frac{|\Delta t|}{t} + \frac{|\Delta v|}{v_0} + \frac{|\Delta R|}{R} \quad (3 - 4)$$

Tab. 3 - 2: Maximale relative Fehler der Einflußgrößen

Kugeldurchmesser d	2 %
Feststoffkonzentration c_v	5 %
Dichte der NaCl-Lösung ρ	0,1 %
Innendurchmesser des Membranschlauches 2R	5 %
Viskosität der NaCl-Lösung ν	1 %
Meßvolumen der Volumenmeßeinrichtung V	0,5 %
Füllzeit t	1 %
Trägergasstrom V_G	2 %
CO ₂ -Konzentration im Trägergas x_A	1 %
CO ₂ -Konzentration in der Versuchsflüssigkeit c_E	3 %
Rohr-Reynoldszahl Re_R	7,5 %

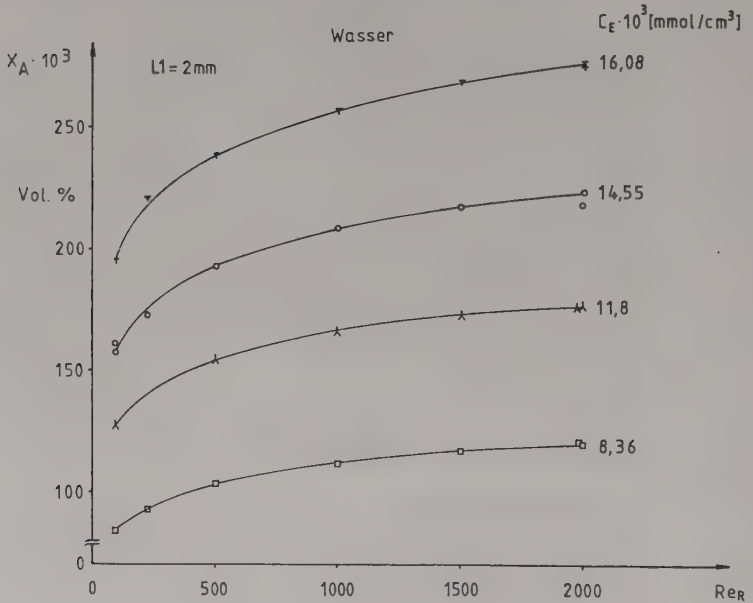
4. Auswertung und Diskussion der Versuchsergebnisse

4.1. Prinzipielle Abhängigkeit der CO_2 -Konzentration im Trägergas von der Rohr-Reynoldszahl und der Eintrittskonzentration

Bei allen Versuchen läßt sich unabhängig von der Versuchsflüssigkeit (Wasser, Salzwasser und Suspension) ein gleichbleibender Einfluß der Rohr-Reynoldszahl Re_R und der CO_2 -Eintrittskonzentration c_E auf die CO_2 -Konzentration im Trägergasstrom x_A feststellen. Dies bedeutet, daß der Stoffübergang durch die laminar strömenden Fluide erwartungsgemäß in prinzipiell gleicher Weise beeinflußt wird. Als CO_2 -Eintrittskonzentration c_E wird die mittlere Molfraktion des Kohlendioxids in der Versuchsflüssigkeit beim Eintritt in die Meßstrecke bezeichnet, während die CO_2 -Konzentration im Trägergasstrom x_A die Volumenkonzentration des Kohlendioxids im Trägergasstrom am Ausgang der Permeatseite ist.

Die Abhängigkeit des Stoffüberganges von diesen Parametern, hier durch die Funktion $x_A = f(\text{Re}_R, c_E)$ ausgedrückt, wird daher nicht für jede einzelne Versuchsgruppe und für jede hydraulische Anlaulänge erläutert, sondern zunächst zusammenfassend anhand der bei der hydraulischen Anlaulänge L_1 durchgeführten Wasserversuche. Ein Teil dieser Versuche ist in den Bildern 4 - 1 und 4 - 2 dargestellt. In beiden Bildern ist die CO_2 -Konzentration im Trägergas x_A über der Reynoldszahl Re_R mit der Eintrittskonzentration c_E als Parameter aufgetragen, wobei die x_A -Achsen jeweils linear, die Re_R -Achsen dagegen einmal linear (Bild 4 - 1) und einmal logarithmisch (Bild 4 - 2) geteilt sind.

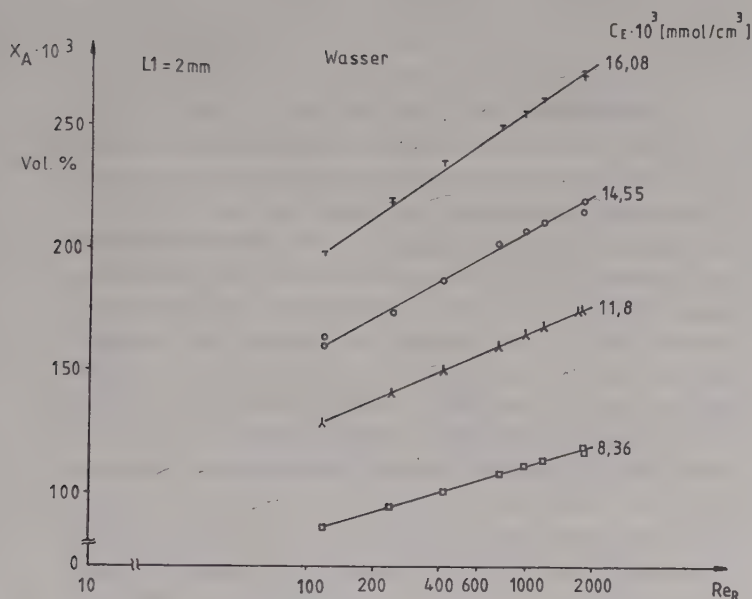
Bild 4 - 1 Tränergaskonzentration x_A in Abhängigkeit von der Reynoldszahl Re_R mit der Konzentration c_E als Parameter



Wie Bild 4 - 1 zeigt, macht sich der Einfluß der Rohr-Reynoldszahl vor allem im Bereich $Re_R < 500$ stark bemerkbar. Bei weiterer Zunahme der Rohr-Reynoldszahl über den Grenzbereich $Re_R > 500$ läßt sich der Anstieg der Kurve relativ gut durch eine $\ln$ -Funktion beschreiben, vgl. Bild 4 - 2.

Mit dem Beginn der turbulenten Rohrströmung, d.h. für eine Grenzreynoldszahl $Re_R > 2300$, würde der Einfluß der Rohr-Reynoldszahl sprunghaft wiederum wesentlich stärker in Erscheinung treten. Dieser Bereich ist jedoch nicht mehr Gegenstand der vorliegenden Untersuchungen.

Bild 4 - 2 Trägergaskonzentration x_A in Abhängigkeit von der Rohr-Reynoldszahl Re_R mit der Konzentration c_E als Parameter



Eine Vergrößerung der CO_2 -Eintrittskonzentration c_E im Versuchsfluid bewirkt eine Staffelung der einzelnen Kurvenzüge etwa im Verhältnis der Eintrittskonzentrationen. Da der Funktionsverlauf $x_A = f(Re_R)$ dann insgesamt etwas steiler verläuft, bedeutet das gleichzeitig, daß mit zunehmender Eintrittskonzentration der Einfluß der Rohr-Reynoldszahl monoton zunimmt. Dies wird besonders deutlich, wenn man die Meßwerte, wie in Bild 4 - 2 geschehen, in halblogarithmischem Maßstab aufträgt. Der Zusammenhang zwischen der

Tränergaskonzentration x_A und der Rohr-Reynoldszahl läßt sich dann jeweils sehr vereinfacht durch eine Gerade darstellen, wobei die Standardabweichung von den eingezeichneten Ausgleichsgeraden $s = \pm 0,005 \text{ Vol\%}$ nicht überschreitet.

4.2 Versuchsergebnisse bei feststofffreien Flüssigkeiten

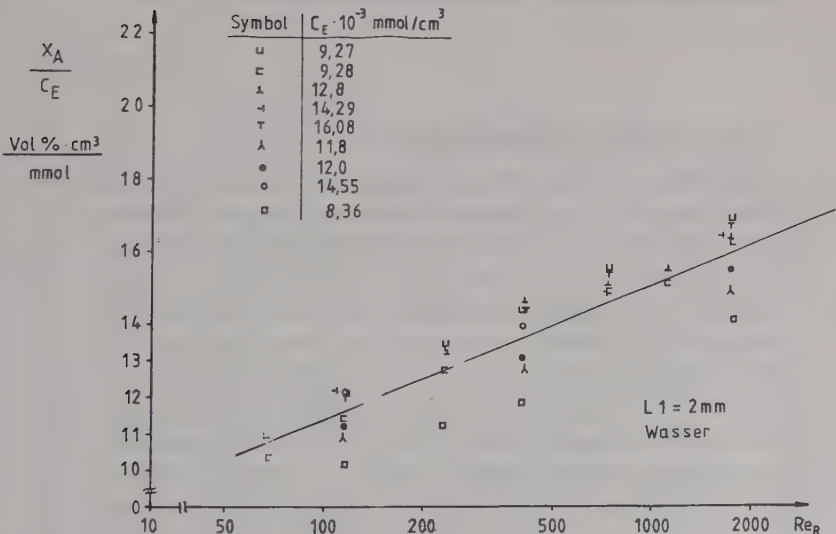
Zur Ermittlung von Vergleichswerten für die Suspensionsversuche bedurfte es einer großen Zahl von Versuchen mit feststofffreier Flüssigkeit.

Zum einen war es nicht möglich, bei den Salzwasser- versuchen die CO_2 -Eintrittskonzentration c_E in einem engen Bereich exakt zu reproduzieren, da die Anreicherung der im Vorratsbehälter angesetzten Lösung mit CO_2 in sehr starkem Maße von der Betriebsweise der Gasdispargiereinrichtung abhing. Wegen der unvermeidlichen Salzverkrustung der Fritte änderte sich die Größe der in der NaCl -Lösung aufsteigenden Gasbläschen und somit die in einer bestimmten Zeit erzielbare Anreicherung mit CO_2 .

Zum anderen sollten die eigenen Versuchsergebnisse mit Hilfe einer modifizierten Lösung des Graetz/Nusselt-Problems überprüft werden. Um die Ergebnisse dieser Rechnungen nicht von vornherein auf einen Spezialfall beschränken zu müssen, wurden die Versuche ohne Feststoff in einem weiten Bereich der Eintrittskonzentration c_E und mit unterschiedlichen Stoffwerten ausgeführt (Wasser und Salzwasser). Für den in Kap. 6 angestellten Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den theoretisch gefundenen liegen daher ausreichend verlässliche Meßwerte vor. Gelingt die angestrebte Überprüfung der Meßwerte, so können die zur Auswertung der Suspensionsversuche benötigten Vergleichswerte der feststofffreien Strömung mit geringem Aufwand bei weiteren Versuchen aus den diesbezüglichen Berechnungsgleichungen bestimmt werden.

Die Ergebnisse der Stoffübergangsmessungen sind im Anhang in den Bildern 11 - 1 bis 5 nach Versuchsart und hydraulischer Anlaulänge getrennt eingezeichnet. Im Unterschied zu den Bildern 4 - 1 und 4 - 2 wird auf die Ordinate nicht die CO_2 -Konzentration im Trägergas x_A , sondern das Verhältnis x_A/c_E aufgetragen, wodurch die Vielzahl der Meßwerte auf rigide, aber überschaubare Weise zusammengefaßt wird. Die Ordinaten sind linear, die Abszissen dagegen logarithmisch geteilt. Die eingezeichneten Ausgleichsgeraden wurden nach der Methode des kleinsten Fehlerquadrates berechnet. Die Standardabweichungen betragen maximal $s = \pm 2 \cdot \text{Vol}\% \text{ cm}^3/\text{mmol}$. Als Beispiel sind im nachfolgenden Bild die Ergebnisse der Versuche mit Wasser bei der hydraulischen Anlaulänge $L_1 = 2 \text{ mm}$ gezeigt.

Bild 4 - 3 Auf die Eintrittskonzentration c_E bezogene Konzentration im Trägergas x_A in Abhängigkeit von der Rohr-Reynoldszahl



Bei den in den Bildern 11 - 1 bis 5 erkennbaren Abweichungen von den Ausgleichsgeraden handelt es sich um systematische Fehler, die bei der Durchführung der jeweiligen Versuchsserie (Füllung des Vorratsbehälters reicht für mehrere Messungen bei einzelnen Rohr-Reynoldszahlen) gemacht wurden.

4.2.1 Einfluß der Rohr-Reynoldszahl

Der Einfluß der Re_R -Zahl wurde grundsätzlich bereits anhand der Bilder 4 - 1 und 2 besprochen. Durch Vergleich der x_A -Werte für $Re_R = 100$ und $Re_R = 2000$ läßt sich die Erhöhung des Stoffüberganges aus dem Verhältnis $x_{A,100}/x_{A,2000}$ ermitteln. Bildet man diesen Quotienten für jeden Versuch, so ergibt sich als Mittelwert der Wasserversuche 1,4 und für die wässrige NaCl-Lösung im Mittel 1,49. Durch die Steigerung der Reynoldszahl um das Zwanzigfache erreicht man also lediglich eine Erhöhung des Stoffüberganges um den Faktor 1,4 bzw. 1,49 in diesem Bereich. Bei dieser Vereinfachung muß allerdings berücksichtigt werden, daß sich die Steigerung der Reynoldszahl auf gar keinen Fall linear auswirkt.

4.2.2 Einfluß der Eintrittskonzentration c_E

Die Eintrittskonzentration muß als maßgeblicher Parameter für den Stoffübergang angesehen werden. Mittels einfacher Division der CO_2 -Konzentration x_A durch die zugehörige flüssigkeitsseitige Eintrittskonzentration und durch Mittelung der Meßwerte kann man für das Verhältnis x_A/c_E Geraden erzielen, die im gesamten Konzentrationsbereich

$$7 \cdot 10^{-3} \text{ mmol/cm}^3 \leq c_E \leq 25 \cdot 10^{-3} \text{ mmol/cm}^3$$

keinen nichtlinearen Einfluß der CO_2 -Eintrittskonzentration c_E erkennen lassen. Bild 11 - 1 bis 5. Hieraus

läßt sich für die späteren Rechnungen ableiten, daß die Stoffwerte (vor allem der Diffusionskoeffizient) der Flüssigkeiten als konzentrationsunabhängig betrachtet werden können. Vgl. Kap. 2.2.1.

Die Abhängigkeit der auf die flüssigkeitsseitige Eintrittskonzentration c_E bezogenen CO_2 -Konzentration im Trägergas x_A von der Rohr-Reynoldszahl kann für jede Einlauflänge und Versuchsart durch einfache Gleichungen des Typs

$$\frac{x_A}{c_E} = A_{100} + K \cdot \ln \frac{Re_R}{100} \quad (4 - 1)$$

für $100 \leq Re_R \leq 2000$ dargestellt werden. Hierdurch wird eine spätere Bezugnahme auf die experimentellen Daten, z.B. anlässlich der in Kap. 6 durchgeführten Vergleiche mit den Ergebnissen der theoretischen Stoffübergangsrechnungen und mit Literaturwerten erleichtert. Die Koeffizienten der Gleichung (4 - 1) sind in Tab. 4 - 1 enthalten.

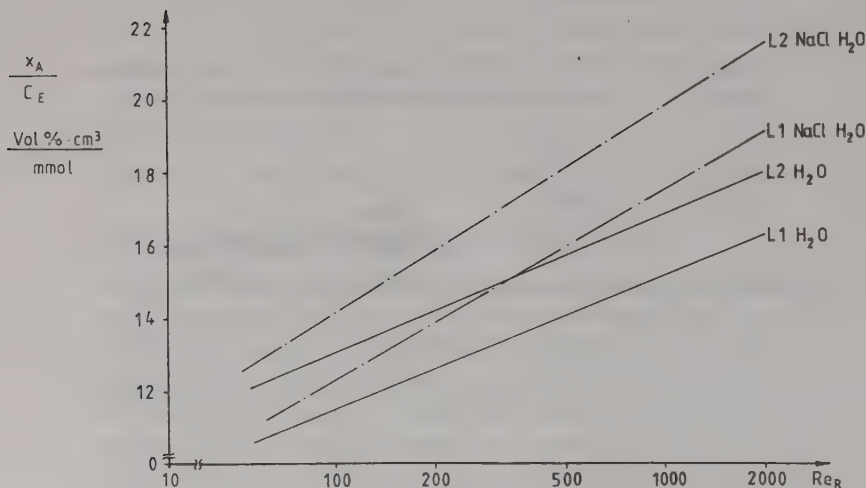
Tab. 4 - 1: Koeffizienten A_{100} und K für die verschiedenen hydraulischen Anlaufängen

	Fluid	A_{100} [$\frac{\text{Vol \%} \cdot \text{cm}^3}{\text{mmol}}$]	K [$\frac{\text{Vol \%} \cdot \text{cm}^3}{\text{mmol}}$]
L 1	H ₂ O	11,56	1,63
	H ₂ O / NaCl	12,14	2,27
L 2	H ₂ O	13,04	1,66
	H ₂ O / NaCl	13,98	2,39
L 4	H ₂ O / NaCl	13,54	2,4
Mittelwerte	H ₂ O	12,3	1,65
	H ₂ O / NaCl	13,2	2,35

4.2.3 Einfluß der Stoffdaten

Ein Einfluß der Stoffwerte wird beim Vergleich der bei den Wasser- und Salzwasserversuchen gemessenen Trägergaskonzentrationen sichtbar. Sowohl bei der Einlaulänge L_1 als auch bei L_2 liegen die x_A/c_E -Werte der Wasserversuche grundsätzlich unter jenen der jeweiligen wässrigen NaCl-Lösungen (Bild 4 - 4). Kennzeichnend für diesen Befund ist die Verringerung der Schmidt-Zahl von $Sc = 632$ (wässrige NaCl-Lösung) auf $Sc = 512$ (Wasser).

Bild 4 - 4 Einfluß der Stoffdaten auf das Verhältnis x_A/c_E in Abhängigkeit von der Rohr-Reynoldszahl und der hydraulischen Anlaulänge L_1 und L_2



Die Schmidt-Zahl gibt das Verhältnis der kinematischen Viskosität ν zum Diffusionskoeffizienten D_L der Übergangskomponente CO_2 in der Trägerflüssigkeit an.

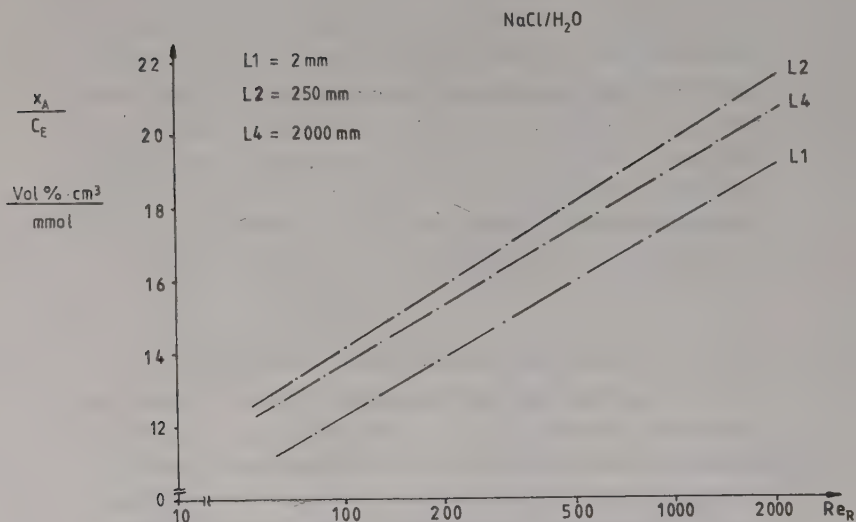
$$Sc = \frac{\nu}{D_L} \quad (4 - 2)$$

Für die Berechnung der Schmidt-Zahl werden die Werte für den Diffusionskoeffizienten und für die kinematische Viskosität von Wasser und Salzwasser der Literatur /49,50/ entnommen. Die kinematische Viskosität der wässrigen NaCl-Lösung wird dagegen experimentell bestimmt. Siehe Tab. 11 - 2 (Stoffwerte).

4.2.4 Einfluß der hydraulischen Anlaufänge

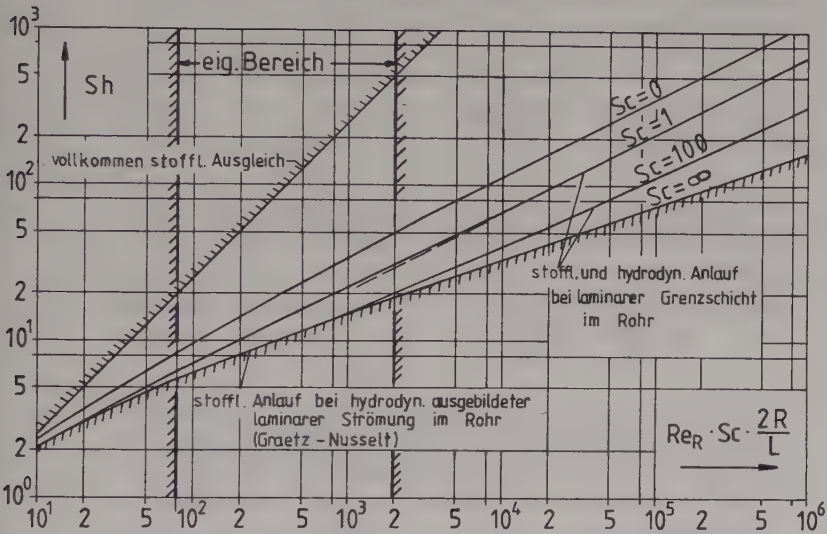
Zur Erläuterung des Einflusses der hydraulischen Anlaufänge sind in Bild 4 - 5 Mittelwerte für das Konzentrationsverhältnis x_A/c_E in Abhängigkeit von der Rohr-Reynoldszahl für drei hydraulische Anlaufängen und für Salzwasser dargestellt. Die eingezeichneten Ausgleichsgeraden sind mit den in Bild 11 - 3,4 und 5 durch die Meßwerte gelegten identisch.

Bild 4 - 5 Einfluß der hydraulischen Anlauf­längen auf das Konzentrationsverhältnis x_A/c_E in Abhängigkeit von der Rohr-Reynoldszahl Re_R



Wie Bild 4 - 5 zeigt, üben die der Stoffübergangsmeßstrecke vorgeschalteten hydraulischen Anlauf­längen einen deutlichen Einfluß auf das Konzentrationsverhältnis x_A/c_E aus. Dieser war aufgrund vorliegender Literatur /51,52,53/, die nachfolgend anhand von Bild 4 - 6 erläutert wird, nicht erwartet worden.

Bild 4 - 6 Stoffübergang in laminarer Rohrströmung
nach Kast /51/



In Bild 4 - 6 ist die den Stoffübergang beschreibende dimensionslose Sherwoodzahl Sh , gebildet mit dem Stoffübergangskoeffizienten β , dem Rohrradius und dem Diffusionskoeffizienten D_L

$$Sh = \frac{\beta \cdot 2R}{D_L} \quad (4 - 3)$$

in Abhängigkeit von der ebenfalls dimensionslosen Kennzahlengruppe $Re \cdot Sc \cdot 2R/L$ für verschiedene Strömungsfälle dargestellt, wobei der von den eigenen Versuchen überdeckte Parameterbereich ($2R/L = 1,5 \cdot 10^{-3}$, $100 \leq Re_R \leq 2000$, $Sc = 512$ und $Sc = 632$)

zwischen

$$76,5 \leq Re_R \cdot Sc \cdot 2R/L \leq 1896$$

schränkt eingegrenzt ist. Der Zusammenhang zwischen der bisher diskutierten CO_2 -Konzentration im Trägergas x_A und der Sherwoodzahl Sh wird aus der Berechnungsgleichung nach Brauer [31]:

$$Sh = \frac{L / 2R}{4 Re_R \cdot Sc} \cdot \frac{p_E - p_A}{\Delta p} \quad (4-4)$$

mit der logarithmischen Partialdruckdifferenz

$$\Delta p = \frac{p_E - p_A}{\ln \frac{p_E - p_{1W}}{p_A - p_{2W}}} \quad (4-5)$$

erkenntlich, indem der Partialdruck p_{1W} auf der inneren Membranoberfläche mit Hilfe der Permeationsgleichung

$$\dot{n} = \frac{H_M \cdot D_M}{s_M} (p_{1W} - p_{2W}) \quad (2-12)$$

und

$$p_{1W} = \frac{x_A}{2} \cdot p_0 \quad (4-6)$$

durch die mittlere CO_2 -Konzentration in der den Membranschlauch umgebenden Gasphase ersetzt wird:

$$p_{2W} = \frac{\dot{n} \cdot s_M}{p} + \frac{x_A}{2} p_0 \quad (4-7)$$

In den obigen Gleichungen bedeuten p_E und p_A die CO_2 -Partialdrücke der Versuchsflüssigkeit beim Eintritt (Index E) und beim Austritt (Index A) und p_0 den Gesamtdruck auf der Permeatseite. Die Molstrom-

dichte $\dot{n}$ des permeierenden Kohlendioxids kann aus einer Bilanz der auf der Permeatseite aus- und ein-tretenden CO_2 -Ströme

$$\dot{n} = \dot{V}_G \cdot x_A \cdot \rho_{\text{CO}_2} \cdot \mu_{\text{CO}_2} \quad (4 - 8)$$

und der Partialdruck p_A aus einer Bilanz auf der Nichtpermeatseite ermittelt werden:

$$p_A = p_E - \frac{\dot{n}}{H \cdot V_F} \quad (4 - 9)$$

$\dot{V}_G$ ist der Trägergasvolumenstrom, ρ_{CO_2} und μ_{CO_2} die Dichte und die Molmasse des Kohlendioxids, H der Henry Koeffizient und $\dot{V}_F$ der durch die Stoffübergangsmeßstrecke strömende Volumenstrom der Versuchsflüssigkeit.

Wie Bild 4 - 6 zeigt, wird der Bereich der bei den eigenen Versuchen möglichen Sherwoodzahlen nach links und rechts durch die gewählten Abmessungen der Stoffübergangsmeßstrecke $2R/L$ und die Versuchsparameter (Re_R und Stoffdaten), nach oben durch die für den vollständigen Konzentrationsausgleich gültige Gerade begrenzt. Unterhalb dieser Grenzgeraden werden aufgrund der Geschwindigkeitsverteilung im strömenden Fluid, die zu Beginn einer Stoffübergangsmeßstrecke vorliegt, im laminar durchströmten Rohr zwei Fälle unterschieden.

Ist die Geschwindigkeitsverteilung am Eintritt bereits voll ausgebildet, d.h. parabelförmig, so liegt der Fall des stofflichen Anlaufes bei hydraulisch ausgebildeter Strömung vor. Weist die Geschwindigkeit beim Eintritt in die Stoffübergangsmeßstrecke dagegen ein kolbenförmiges Profil auf, findet neben dem stofflichen Anlauf auch noch ein hydraulischer Anlauf statt, der erst nach vollständiger Ausbildung des parabolischen Geschwindigkeitsprofils abgeschlossen ist. Als stofflicher Anlauf wird nach Brauer /33/ die Röhrstrek-

ke bezeichnet, die für die volle Ausbildung des Konzentrationsprofils benötigt wird. In diesem Fall findet im Bereich des hydraulischen Anlaufes ein erhöhter Stoffübergang statt. Sofern das Verhältnis von Rohrdurchmesser zur Länge der Stoffübergangsstrecke sehr klein und die sogenannte Schmidt-Zahl größer als 100 ist, nähert sich dieser Stoffübergang asymptotisch demjenigen des stofflichen Anlaufes bei hydraulisch ausgebildetem Strömungsprofil.

Bei den eigenen Versuchen wurden durch die Vorschaltung der hydraulischen Anlaufängen beide Geschwindigkeitsverteilungen am Eintritt der Stoffübergangsstrecke erzeugt. Wegen der hohen Schmidt-Zahlen ($Sc = 512$ und $Sc = 632$) mußten die Stoffübergangsmessungen für alle hydraulischen Anlaufängen, zumindest aber für L_2 und L_4 , übereinstimmende Abhängigkeiten des Konzentrationsverhältnisses x_A/c_E von der Rohr-Reynoldszahl Re_R liefern. Da die Staffelung der Ausgleichsgeraden weder mit den geometrischen noch den gewünschten hydraulischen Bedingungen in Einklang gebracht werden kann, sind die Ursachen der Staffelung nicht in physikalischen Gesetzmäßigkeiten, sondern in konstruktiven Unzulänglichkeiten der Versuchsanlage zu suchen. Insbesondere sind dabei Störungen des Geschwindigkeitsprofils an der Nahtstelle zwischen der jeweiligen hydraulischen Anlaufänge und der Stoffübergangsstrecke durch fehlerhafte Fixierung der Schlauchmembran an der Beruhigungskammer bei der hydraulischen Anlaufänge L_1 oder durch eine nicht ganz genau fluchtende Montage der hydraulischen Anlaufängen L_2 und L_4 an die Stoffübergangsstrecke in Betracht zu ziehen.

4.3 Stoffübergangsmessungen in Fest/Flüssig Suspensionen

4.3.1 Ermittlung der Stoffübergangserhöhung

Zur Ermittlung der Stoffübergangserhöhung werden die bei den Suspensionsversuchen gemessenen Trägergaskonzentrationen $x_{A,S}$ wie in Kap. 4.2 auf die jeweilige Eintrittskonzentration $c_{E,S}$ bezogen und im Anhang in den Bildern 11 - 6 bis 10 dargestellt. Neben der übersichtlichen Darstellung der Meßwerte bietet diese Vorgehensweise eine einfache Möglichkeit, die sich infolge der Zugabe der Feststoffteilchen einstellende Erhöhung der CO_2 -Konzentration im Trägergas auf sinnfällige Weise darzustellen, indem man zusätzlich die bei den jeweiligen hydraulischen Anlaufängen und bei feststofffreiem Salzwasser bestimmten Ausgleichsgeraden x_A/c_E (Re_R) aus Bild 11 - 3 und 11 - 5 mit in die Meßdiagramme einzeichnet. Auf diese Weise erhält man für eine feste Rohr-Reynoldszahl sehr einfach die bei den Einzelversuchen gemessene Stoffübergangserhöhung Δx ,

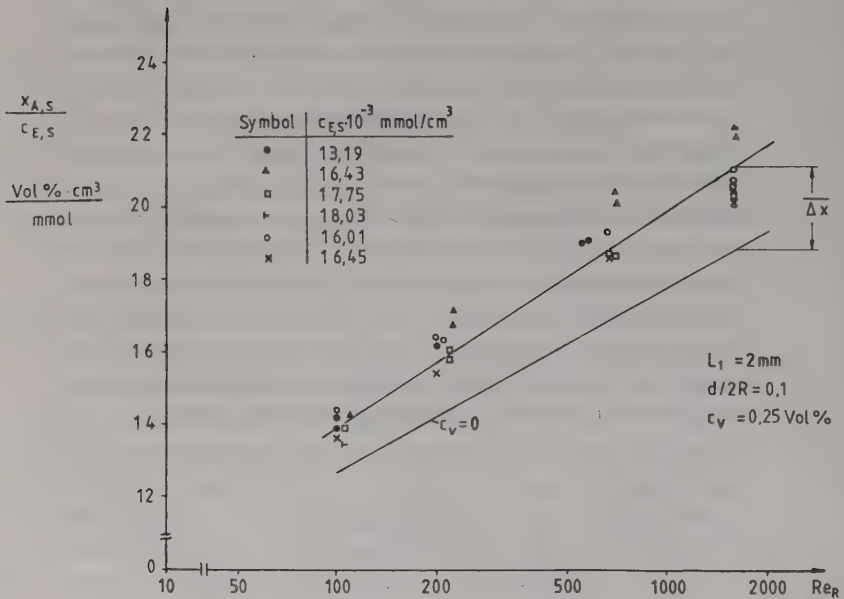
$$\Delta x = \frac{x_{A,S}}{c_{E,S}} - \frac{x_A}{c_E} \quad \left| \text{Re}_R = \text{const.} \right. \quad (4 - 10)$$

oder daraus auch die aus mehreren Versuchsreihen bestimmte mittlere Stoffübergangserhöhung $\overline{\Delta x}$:

$$\overline{\Delta x} = \frac{1}{n} \sum \Delta x \quad \left| \text{Re}_R = \text{const} \right. \quad (4 - 11)$$

Als Beispiel sind im nachfolgenden Bild die Ergebnisse der Versuche mit dem Durchmesser-Verhältnis $d/2R = 0,1$ und der volumetrischen Feststoffkonzentration $c_v = 0,25$ Vol% bei der hydraulischen Anlaufänge L_1 gezeigt.

Bild 4 - 7 Konzentrationsverhältnis $x_{A,S}/c_{E,S}$ in Abhängigkeit von der Rohr-Reynoldszahl Re_R mit der Feststoffkonzentration c_v und dem Durchmesser-Verhältnis als Parameter bei der hydraulischen Anlaufstrecke L_1

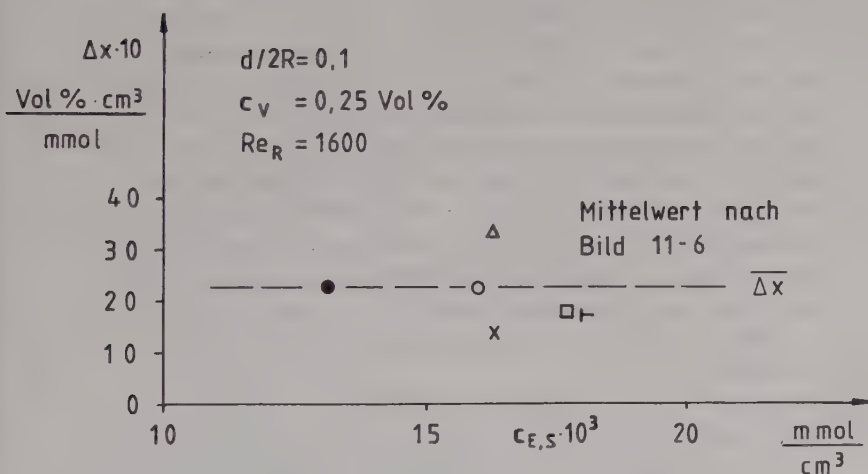


Wie erwartet, treten bei den Suspensionsversuchen das Verhältnis Partikel- zu Rohrdurchmesser $d/2R$, die Feststoffkonzentration c_v und die hydraulische Anlaufstrecke als Parameter auf. Die Schmidt-Zahl der Suspension entspricht der der wässrigen Salzlösung, da die Stoffwerte wegen der Grundvoraussetzung $\Delta \varphi = 0$ nicht geändert werden.

4.3.2 Einfluß der CO_2 -Konzentration c_E bzw. $c_{E,S}$

Um festzustellen, ob der aus den Versuchen mit feststofffreiem Trägerfluid bereits bekannte Einfluß der CO_2 -Eintrittskonzentration c_E bzw. hier $c_{E,S}$ beim Stoffübergang in laminar strömenden Suspensionen in gleicher Weise vorhanden ist, werden als Beispiel die in Bild 11 - 6 bei sechs Versuchsserien gemessenen und sich bei $Re_R = 1600$ ergebenden Stoffübergangserhöhungen Δx abgegriffen und in Bild 4 - 8 über der Eintrittskonzentration aufgetragen.

Bild 4 - 8 Abhängigkeit der Stoffübergangserhöhung von der Eintrittskonzentration $c_{E,S}$



Die Δx -Werte gruppieren sich in Bild 4 - 8 um die als gestrichelte, horizontale Gerade eingezeichnete, anhand von Bild 11 - 6 bestimmte mittlere Stoffübergangserhöhung $\overline{\Delta x}$, ohne daß ein Einfluß der CO_2 -Eintrittskonzentration $c_{E,S}$ auf die Stoffübergangserhö-

hung erkennbar ist. Die Abweichungen der bei den einzelnen Versuchen bestimmten Δx -Werte von der mittleren Stoffübergangserhöhung $\overline{\Delta x}$ stehen nämlich, wie bei den mit einem

$\Delta (c_{E,S} = 16,43 \cdot 10^{-3} \text{ mmol/cm}^3)$, einem
 $\circ (c_{E,S} = 16,91 \cdot 10^{-3} \text{ mmol/cm}^3)$ und einem
 $\times (c_{E,S} = 16,45 \cdot 10^{-3} \text{ mmol/cm}^3)$

gekennzeichneten Werten besonders deutlich zu sehen ist, in keinem erkennbaren signifikanten Abhängigkeitsverhältnis von den unterschiedlichen CO_2 -Eintrittskonzentrationen.

U.a. wird hierdurch die in Kap. 1.2 getroffene Voraussetzung, daß die eingesetzten Partikeln sich beim Stoffübergang des Kohlendioxids inert verhalten, bestätigt. Hier liegt zugleich der wesentliche Unterschied der eigenen Messungen zu ähnlichen Versuchen in der Literatur, die mit Blut oder zur Untersuchung des Wärmeüberganges vorgenommen wurden. In beiden Fällen nehmen die Feststoffteilchen durch die Hämoglobinbindung des CO_2 oder des Sauerstoffes oder des Kohlendioxids und des Sauerstoffes durch die erhöhte Wärmekapazität und -leitung unmittelbar an den Austauschvorgängen teil. Die gleichbleibende Abhängigkeit der Stoffübergangserhöhung Δx von der CO_2 -Eintrittskonzentration in dem vorliegenden Variationsbereich

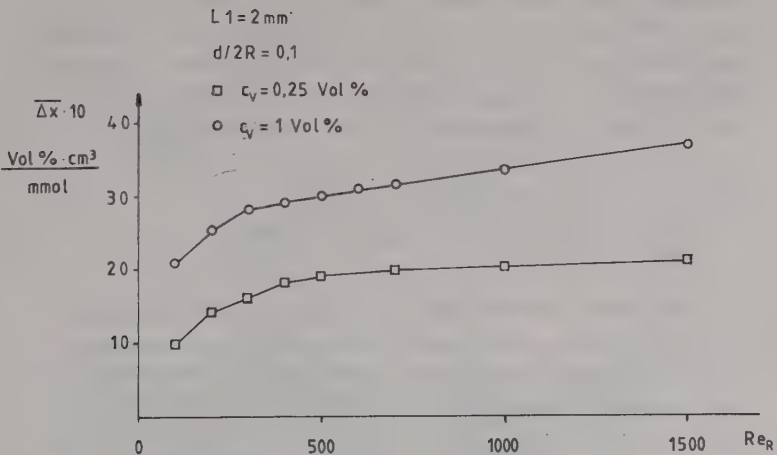
$$11,37 \leq c_{E,S} \cdot 10^3 \leq 19,98 \text{ mmol/cm}^3$$

gestattet es somit, in der Modellvorstellung die Stoffübergangserhöhung auf eine ausschließlich durch die Partikelbewegung herbeigeführte Steigerung des Stoffaustausches zurückzuführen. Diese Steigerung ist als konvektiver Beitrag im sonst nur durch molekulare Diffusion bewirkten Stofftransport zu verstehen.

4.3.3 Einfluß der Rohr-Reynoldszahl Re_R auf die Stoffübergangserhöhung

Zur Darstellung des Einflusses der Rohr-Reynoldszahl Re_R wurde aus den Bildern 11 - 6 und 8 für verschiedene Rohr-Reynoldszahlen die jeweilige mittlere Stoffübergangserhöhung als Differenz zwischen den für $c_v = 0, 0,25 \text{ Vol\%}$ und $1,5 \text{ Vol\%}$ gültigen Ausgleichsgeraden abgegriffen und in Bild 4 - 9 über der Rohr-Reynoldszahl aufgetragen.

Bild 4 - 9 Abhängigkeit der Stoffübergangserhöhung Δx (bei Feststoffanwesenheit gegenüber feststofffreier Strömung) von der Rohr-Reynoldszahl bei der hydraulischen Anlaumlänge L_1 mit der Feststoffkonzentration als Parameter



Der Einfluß der Rohr-Reynoldszahl läßt sich - wie bei der feststofffreien Strömung - dadurch charakterisieren, daß man z.B. die für $Re_R = 100$ und 1500 bestimmten Δx -Werte zueinander ins Verhältnis setzt. Auch hier wird also vereinfachend von einer linearen Abhängigkeit $x_{A,S}(Re_R)$ für $Re_R > 100$ ausgegangen. Bei L_1 ruft die Erhöhung der Rohr-Reynoldszahl von $Re_R = 100$ auf 1500 eine Zunahme der Stoffübergangserhöhung um etwa das 2,2-fache hervor ($L_1, d/2R = 0,15$). Für die Anlaufstrecke L_4 gilt im Prinzip das gleiche, wenn auch die Steigerungsraten mit 1,2 - 1,5 geringer sind als bei L_1 .

4.3.4 Stoffübergangserhöhung bei der hydraulischen Anlauflänge L_1 und L_4

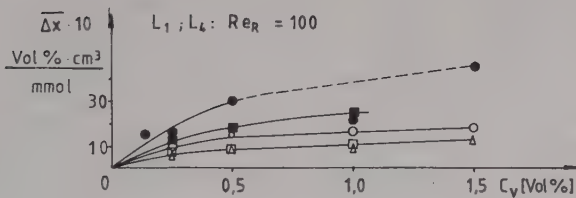
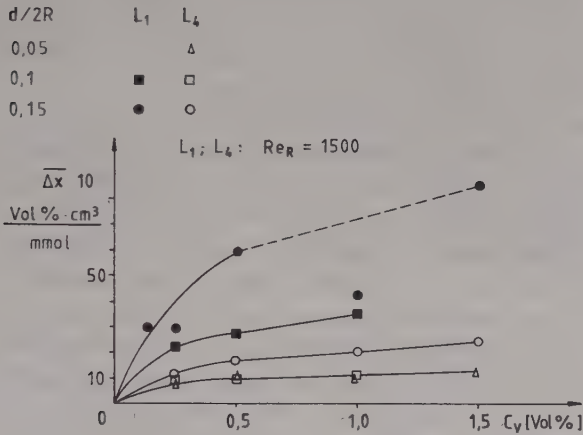
Für die Diskussion der weiterhin untersuchten Einflußgrößen werden anhand der Bilder 11 - 6 bis 27 für $Re_R = 100$ und 1500 mittlere Stoffübergangserhöhungen Δx bestimmt. Diese sind für beide hydraulischen Anlaufängen in Tab. 4 - 2 zusammengefaßt und in Bild 4 - 10 über der Feststoffkonzentration c_v aufgetragen.

Tab. 4 - 2: Stoffübergangserhöhung

$$\Delta x \cdot 10 \cdot \text{Vol\%} \cdot \text{cm}^3/\text{mmol}$$

			c_v Vol %				
	Re_R	$d/2R$	0,13	0,25	0,5	1,0	1,5
L_1	100	□ 0,10		10	15	21	
		• 0,15	14	13	27	19	40
	1500	□ 0,10		23	27	36	
		• 0,15	31	30	61	43	88
L_4	100	△ 0,05		5	7	8	11
		□ 0,10		6	7	9	-
		○ 0,15		8	13	14	15
	1500	△ 0,05		8	10	10	14
		□ 0,10		9	9	11	-
		○ 0,15		12	17	21	25

Bild 4 - 10 Vergleich der Stoffübergangserhöhung
bei L_1 und L_4



Die in Bild 4 - 10 dargestellten Abhängigkeiten der Stoffübergangserhöhung $\overline{\Delta x}$ von der Feststoffkonzentration c_v lassen sich durch die eingezeichneten Kurventypen zusammenfassen. Zwischen $c_v = 0,5$ Vol% und $c_v = 1,5$ Vol% kann der Zusammenhang zwischen $\overline{\Delta x}$ und c_v (mit Ausnahme $d/2R = 0,15$) durch eine lineare Abhängigkeit vereinfacht dargestellt werden. Unterhalb von $c_v = 0,5$ Vol% nimmt die Stoffübergangserhöhung mit an-

steigender Feststoffkonzentration stärker zu, wobei die Zunahme der $\overline{\Delta x}$ -Werte bei der Anlaufstrecke L_1 wesentlich ausgeprägter als bei L_4 ist.

Die Versechsfachung der Feststoffkonzentration von $c_v = 0,25$ Vol% auf 1,5 Vol% bewirkt bei L_1 ($d/2R = 0,15$, $Re_R = 100$ und 1500) eine Steigerung etwa um den Faktor 3. Bei L_4 dagegen wird lediglich eine Verdoppelung der Stoffübergangserhöhung erreicht.

Da man für die Feststoffkonzentration $c_v = 0$ vom Stoffübergang in feststofffreier Strömung auszugehen hat und somit $\overline{\Delta x}$ hier zu null werden muß, münden die einzelnen Kurvenzüge in den Koordinatenursprung ein. Auf eine experimentelle Überprüfung des Bereiches $c_v < 0,25$ Vol% wird (mit Ausnahme: bei $d/2R = 0,15$ und L_1) angesichts der Fehlerbreite der einzelnen Meßwerte verzichtet. Auffallend ist, daß die bei $d/2R = 0,15$ und $c_v = 1$ Vol% ermittelten Stoffübergangserhöhungen nicht die erwarteten Werte erreichen und unter den bei $c_v = 0,5$ Vol% gemessenen liegen, obwohl die Versuche bei ungeänderten Strömungs-, Stoffübergangs- und Randbedingungen durchgeführt wurden. Der Verlauf der Ausgleichsgeraden, die die Abhängigkeit des Konzentrationsverhältnisses $x_A/c_{E,S}$ von der Rohr-Reynoldszahl darstellt, zeigt, daß hier eine systematische Abweichung vorliegt. Da die Suspensionsversuche nicht blockweise, sondern mit nacheinander wechselnden Feststoffkonzentrationen c_v und Durchmesser-Verhältnissen $d/2R$ sowie von verschiedenen Personen in immer gleicher Weise durchgeführt wurden, scheiden Meßgerätefehler oder Mängel bei der Versuchsdurchführung als Ursachen aus. Die bei $c_v = 1$ Vol% und $d/2R = 0,15$ verringerte Stoffübergangserhöhung ist somit als "Ausreißer" nicht erklärbar.

Neben dem Parameter "Partikelkonzentration" weisen die bisherigen Versuchsergebnisse das Verhältnis Kugel- zu Rohrdurchmesser als weiteren Parameter aus. Bei beiden

hydraulischen Anlaufstrecken verschieben sich die Ausgleichskurven durch die Vergrößerung des Durchmesserverhältnisses zu höheren $\overline{\Delta x}$ -Werten. Der Einfluß des Partikeldurchmessers macht sich, wie man aus Tab. 4 - 2 und Bild 4 - 10 ersehen kann, nur bei der Steigerung von $d/2R = 0,1$ auf $0,15$ bemerkbar, wogegen die Differenz der $\overline{\Delta x}$ -Werte für die Steigerung von $d/2R = 0,05$ auf $0,1$ praktisch vernachlässigbar ist. Eine weitere Überprüfung der Auswirkungen des Partikeldurchmessers ist bei den eigenen experimentellen Parameterkombinationen nicht möglich, sondern erfordert weitere, über den Rahmen der vorliegenden Arbeit hinausgehende Untersuchungen.

Im Gegensatz zu den Untersuchungen mit feststofffreien Flüssigkeiten hat hier bei den Versuchen mit strömenden Suspensionen die Länge der hydraulischen Anlaufstrecke einen großen Einfluß auf den Stoffübergang. Dies war im Prinzip erwartet worden, weil mit der Querbewegung der Teilchen ein fortdauernder Flüssigkeitsquertransport und Störungen des laminaren Geschwindigkeitsprofils verbunden sind. Bei der Anlaufstrecke L_1 kann davon ausgegangen werden, daß die von den Partikeln zur Erreichung ihrer Gleichgewichtslage benötigte Entmischungsstrecke immer länger als die vorhandene Stoffübergangsmeßstrecke ist. D.h., daß es dem Suspensionsstrom in diesem Fall nicht gelingt, eine vollständige Fest/Flüssig-Entmischung zu erreichen. Umgekehrt ist nach den bisherigen Erfahrungen die hydraulische Anlaufstrecke $L_4 = 2000$ mm so ausreichend dimensioniert, daß das Strömungsverhalten der Partikeln als stationär und die Suspensionsströmung als nahezu vollständig entmischt angesehen werden kann.

Die Auswirkungen des ungeordneten bzw. geordneten Strömungszustandes auf die Stoffübergangserhöhung zeigt Bild 4 - 10 in sehr eindeutiger Weise. So

findet man bei der mit L_1 gekennzeichneten instationären Partikelbewegung für $Re_R = 1500$ und $c_v = 0,25 \text{ Vol\%}$ einen um das 2,5-fache größeren $\overline{\Delta x}$ -Wert im Vergleich zur entmischten (stationären) Partikelbewegung. Dieses Verhältnis nimmt nach den bisher vorliegenden Ergebnissen mit zunehmender Feststoffkonzentration noch zu und beträgt bei $c_v = 1,5 \text{ Vol\%}$ sogar das 3,5-fache. Bei $Re_R = 100$ läßt sich die gleiche Tendenz feststellen, jedoch erreicht das Verhältnis der $\overline{\Delta x}$ -Werte nur Werte von 1,6 und 2,6 entsprechend den Feststoffkonzentrationen $c_v = 0,25 \text{ Vol\%}$ und $c_v = 1,5 \text{ Vol\%}$. Die $\overline{\Delta x}$ -Werte bei den kleineren Partikeln ($d/2R = 0,1$) zeigen praktisch die gleiche Tendenz, wenn auch der Einfluß der hydraulischen Anlaufstrecken weniger stark ausgeprägt ist.

5. Berechnung des Stofftransportes bei laminarer Rohrströmung

5.1 Darstellung des Problems

Die theoretische Berechnung des Stofftransportes in der laminaren Rohrströmung stellt ein wesentliches Ziel der vorliegenden Arbeit dar. Neben der Möglichkeit, die eigenen experimentellen Ergebnisse zu überprüfen und zu interpretieren, gestattet sie den Vergleich mit bestehenden Lösungsansätzen für die Stoffübertragung im laminar durchströmten Rohr bei verschiedenen Anfangs- und Randbedingungen. Bei entsprechender Übereinstimmung der theoretischen und experimentellen Ergebnisse bieten die durch die Rechnung ermittelten axialen und radialen Konzentrationsprofile eine gute Basis für eine grundlegende Diskussion der Stoffübergangserhöhungen.

Bei den in der Literatur gefundenen Lösungsansätzen für das hier zu betrachtende Stoffübergangsproblem findet man drei grundsätzliche Typen von Randbedingungen:

- konstante Wandkonzentration an der Rohrinnen-
seite /54,55,56,57/
- konstante Wandkonzentration an der Rohraußen-
seite /58,59,60,61/
- konstante Stoffstromdichte /62,63/

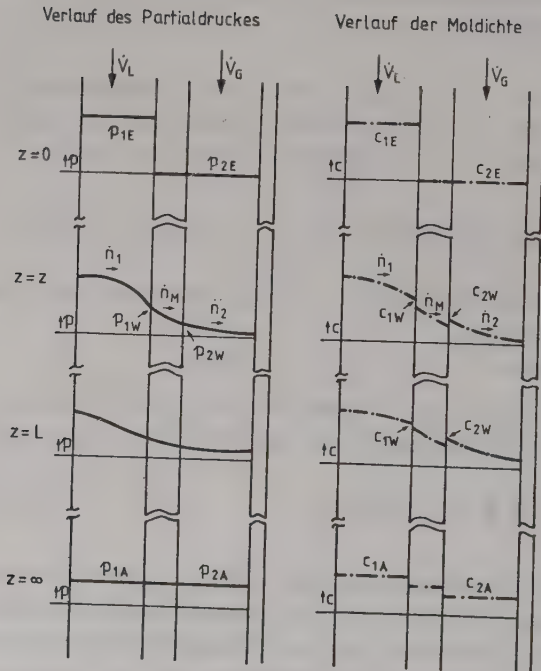
Alle Lösungen der allgemeinen, den Stoffübergang in strömenden Fluiden beschreibenden Bilanzgleichung

$$\frac{\delta c}{\delta t} = -(\nabla \vec{w} c) - (\nabla \vec{n}) + i \quad (2 - 8)$$

unter Einbeziehung einer der oben aufgeführten Randbedingungen weisen die unter Umständen schwerwiegende Vernachlässigung des Stoffübergangswiderstandes der die Membran umhüllenden Phase auf. Zur näheren

Erläuterung der Randbedingungen sind in Bild 5 - 1 und 2 die bei der eigenen Versuchsanlage zu erwartenden axialen und radialen Konzentrationsverläufe dargestellt.

Bild 5 - 1 Schematische Darstellung der radialen Konzentrationsverläufe bei Verwendung unterschiedlicher Konzentrationsmaße



In Bild 5 - 1 bedeuten $\dot{V}_L$ den Fluidstrom im inneren Zylinder (Abgeberphase), $\dot{V}_G$ den Fluidstrom im äußeren Zylinder (Aufnehmerphase), c die Molddichte, p den Partialdruck, $\dot{n}$ den Stoffstrom in radialer Richtung und z die laufende Axialkoordinate.

Bei der eigenen Versuchsanlage wird ein Membranschlauch innen von mit Kohlendioxid beladenem Wasser durchströmt und außen von Stickstoff überströmt, wodurch das aus dem Wasser durch den Membranschlauch diffundierende Kohlendioxid konvektiv abtransportiert wird. Entsprechend den experimentellen Anfangsbedingungen liegt bei Eintritt in die Stoffübergangsmeßstrecke (Index E) auf der Nichtpermeatseite (Index 1) eine über dem Schlauchquerschnitt konstante Molenkonzentration c_{1E} vor. Da der Trägergasstrom $\dot{V}_G$ beim Eintritt in die Permeatseite (Index 2) CO_2 -frei ist, kann die Eintrittskonzentration auf dieser Seite der Membran c_{2E} gleich Null gesetzt werden.

Infolge des zwischen der Permeat- und Nichtpermeatseite herrschenden Konzentrationsgefälles setzt unmittelbar nach Beginn der Stoffübergangsmeßstrecke in Raum 1, in der Membran und in Raum 2 ein radialer Diffusionsstrom $\dot{n}$ ein, wobei im stationären Zustand die Bedingung gilt:

$$\dot{n}_1 = \dot{n}_M = \dot{n}_2 \quad | \quad z \quad (5 - 1)$$

Der Molenstrom der Übergangskomponente in der Membran kann mit der in Kap. 2.2.4 erläuterten Permeationsgleichung Gl.(2 - 12), die Molenströme $\dot{n}_1$ und $\dot{n}_2$ können mit dem 1. Fick'schen Gesetz Gl.(2 - 7) berechnet werden.

Mit zunehmender Rohrlänge z bildet sich in radialer Richtung eine stoffliche Grenzschicht aus, die bei vorgegebener Strömungsgeschwindigkeit und ausreichen-

der Strömungs- und Stoffübergangsstrecke auch die Rohrmittle erreicht. Parallel dazu entwickelt sich auf der Permeatseite infolge der geringen, örtlichen Molenströme und des in der Gasphase deutlich größeren Diffusionskoeffizienten in radialer Richtung nur ein schwach ausgeprägtes Konzentrationsprofil.

Bei unendlich langen Rohren verschwinden am Rohraustritt in allen drei Bereichen die Konzentrationsgradienten, so daß der übergehende Molenstrom zu null und der Gleichgewichtszustand zwischen den drei Bereichen erreicht wird. Dieser ist gekennzeichnet durch das Henry'sche Gesetz für die Gleichgewichtskonzentration der Permeat- und Nichtpermeatseite.

$$c_{1A} = H_L \cdot c_{2A} \quad (5 - 2)$$

Bei Verwendung der Mol-dichte als Konzentrationsmaß ergeben sich an der Stelle des Phasenwechsels Flüssigkeit/Membran und Gas/Membran Konzentrations-sprünge, deren relative Höhe zueinander ebenfalls durch das Henry'sche Gesetz für die jeweilige Phasenkombination bestimmt ist. Für die weitere Darstellung und für die Rechnung wird daher für alle drei Phasen der Partialdruck als einheitliches Konzentrationsmaß herangezogen, so daß die durch die Verwendung der Mol-dichte bedingten Konzentrations-sprünge entfallen.

Bild 5 - 2 Schematische Darstellung der axialen Konzentrationsverläufe

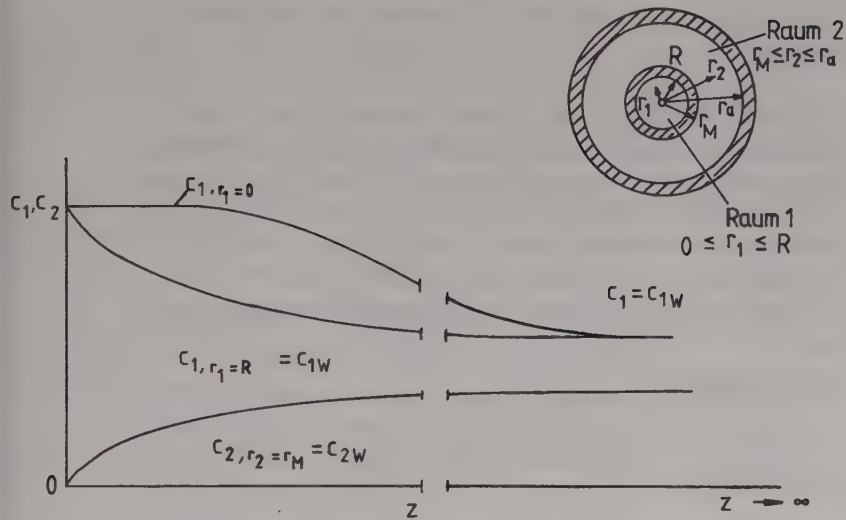


Bild 5 - 2 zeigt schematisch die in der Rohrmitte, an der Membraninnen- und -außenseite zu erwartenden Konzentrationsverläufe $c_1, r_1 = 0(z)$, $c_{1W}(z)$ und $c_{2W}(z)$.

In der Rohrmitte bleibt die Molenstromkonzentration c_1 in axialer Richtung solange gleich dem Eintrittswert c_{1E} , bis sich die stoffliche Grenzschicht bei vorgegebener Strömungsgeschwindigkeit über den gesamten Rohrquerschnitt ausgebreitet hat. Danach nimmt auch c_1 ab und mündet bei $z \rightarrow \infty$ in die für die Wandkonzentration c_{1W} gültige Kurve ein.

Die Konzentration an der Membraninnenseite c_{1W} nimmt wegen der Verarmung der Nichtpermeatseite an Übergangskomponente mit zunehmender Rohrlänge exponentiell ab, während die axiale Konzentration an der Membranaußenseite umgekehrt in exponentieller Weise zunimmt.

Wie die Bilder 5 - 1 und 2 verdeutlichen, wird angenommen, daß sich bei dem hier betrachteten Stoffübergangsproblem auch auf der Permeatseite ein Konzentrationsfeld ausbildet, das in axialer Richtung eine exponentiell ansteigende und in radialer Richtung eine schwach abfallende Tendenz des Konzentrationsverlaufes aufweist, so daß vereinfachte Randbedingungen wie etwa

$$c_{1W} = \text{const.} \quad \left| r_1 = R \quad 0 \leq z \leq L \quad (5 - 3) \right.$$

$$c_{2W} = \text{const.} \quad \left| r_2 = r_M \quad 0 \leq z \leq L \quad (5 - 4) \right.$$

keine befriedigende Annäherung an die tatsächlichen Gegebenheiten darstellen. Dies gilt auch für die Wahl von konstanten Stoffstromdichten oder bestimmten Konzentrationsdifferenzen zwischen Wand und Fluid als Randbedingung. Damit entfällt die Möglichkeit, eine der bekannten und bereits funktionsfähigen Lösungen für die eigene Fragestellung übernehmen zu können.

Für die rechnerische Ermittlung der axialen und radialen Konzentrationsprofile, aus denen wiederum die für den Vergleich mit der Literatur und den eigenen Meßwerten benötigten mittleren Austrittskonzentrationen auf der Permeat- und Nichtpermeatseite bestimmt werden können, müssen im Prinzip die in den drei Phasen (Versuchsflüssigkeit, Membran und Trägergas) ablaufenden Transportvorgänge durch je eine partielle Differentialgleichung beschrieben werden. Neben den Anfangsbedingungen zu Beginn der Stoffübergangsmeßstrecke sind

an den Phasengrenzen geeignete Koppelungsbedingungen und an der äußeren Begrenzung der Permeatseite eine Randbedingung aufzustellen. Bei dem hier vorliegenden Stoffübergangsproblem muß wegen der bei Membrantrennverfahren gegebenen Besonderheiten die prinzipielle Vorgehensweise dahingehend abgeändert werden, daß nur für die Permeat- und Nichtpermeatseite die partiellen Differentialgleichungen aufgestellt und diese an den Phasengrenzen mit der Permeationsgleichung nach Bar-
rer /36/ miteinander gekoppelt werden.

5.2 Aufstellung der Bilanzgleichungen, Anfangs-, Rand- und Koppelungsbedingungen

Die Bilanzierung der durch ein differentiell kleines Volumenelement hindurchtretenden Stoffströme führt auf die in Kap. 2.2.2 bereits beschriebene Differentialgleichung

$$\frac{\delta c}{\delta t} = -(\nabla \vec{w}_c) - (\nabla \vec{n}) + \dot{r} \quad (2-8)$$

Diese lautet mit dem Partialdruck als Konzentrationsmaß in Zylinderkoordinaten:

$$\begin{aligned} \frac{\delta c}{\delta t} + w_r \cdot \frac{\delta c}{\delta r} + w_\varphi \cdot \frac{\delta c}{\delta \varphi} + w_z \cdot \frac{\delta c}{\delta z} = \\ = D \cdot \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\delta}{\delta r} \left(r \cdot \frac{\delta c}{\delta r} \right) + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\delta^2 c}{\delta \varphi^2} + \frac{\delta^2 c}{\delta z^2} \right] + \dot{r}. \end{aligned} \quad (5-5)$$

Durch die in Kap. 3.1 getroffene Festlegung der konstruktiven Daten, der Versuchsanlage (Geometrie) und der Versuchsparameter (Stoffdaten, Fluid- und Strömungscharakteristik) ist das hier zu betrachtende Stoffübergangsproblem (bis auf die noch zu diskutierenden Vereinfachungen der allgemeinen Bilanzgleichung, der Rand- und Anfangsbedingungen) bereits klar umrissen.

Damit vereinfacht sich Gleichung (5 - 5) bei Betrachtung des stationären Stoffübergangs und ohne chemische Reaktionen:

$$w(r) \cdot \frac{\delta c}{\delta z} = D \cdot \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\delta}{\delta r} \left(r \cdot \frac{\delta c}{\delta r} \right) + \frac{\delta^2 c}{\delta z^2} \right] \quad (5 - 6)$$

Nach einer Abschätzung von Haase /32/ liegt die Diffusionsgeschwindigkeit bei einer Konzentrationsänderung um $0,1 \text{ mol/cm}^3$ ungefähr in der Größenordnung von 10^{-6} cm/s und ist hier somit wesentlich kleiner als die kleinste, experimentell untersuchte Strömungsgeschwindigkeit $\bar{w} = 6,4 \text{ cm/s}$.

Der axiale Diffusionsterm in Gl. (5 - 6) kann daher außer acht gelassen werden. Nach Nunge /52/ und Faghri /53/ hat der axiale Stoffstrom bereits bei Schmidt-Zahlen über 100 (eigene Versuche bei $Sc = 512$ und 632) keinen Einfluß mehr auf den in radialer Richtung übertragenen Stoffstrom.

Bei ausgebildeter laminarer Rohrströmung lautet die Beziehung für die radiale Geschwindigkeitsverteilung:

$$w(r) = 2 \bar{w} \cdot \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right) \quad (5 - 7)$$

Durch Einsetzen der parabolischen Geschwindigkeitsverteilung nach Gl. (5 - 7) und durch Vernachlässigung der axialen Diffusion findet man die zu lösende Bilanzgleichung mit

$$2 \bar{w} \cdot \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \cdot \frac{\delta c}{\delta z} = D \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{\delta}{\delta r} \left(r \cdot \frac{\delta c}{\delta r} \right) \quad (5 - 8)$$

Für die Permeatseite folgt analog aus Gleichung (5 - 6) mit den Bezeichnungen von Bild 5 - 1 und 2:

$$D_G \frac{\delta^2 c_2}{\delta r_2^2} + D_G \frac{1}{r_2} \cdot \frac{\delta c_2}{\delta r_2} = w_2(r) \cdot \frac{\delta c_2}{\delta z} \quad (5 - 9)$$

Die Geschwindigkeitsverteilung in der Permeatseite (konzentrischer Ringkanal) ist eine Funktion des Verhältnisses von Membranaußendurchmesser r_M zum Innenradius der äußeren Strömungsbegrenzung r_a . /64/:

$$w_2(r) = 2\bar{w}_2 \cdot \frac{1 - (r/r_a)^2 - (1 - r_M^2/r_a^2) \cdot \ln(r/r_a) / \ln(r_M/r_a)}{1 + (r_M/r_a)^2 + (1 - r_M^2/r_a^2) / \ln(r_M/r_a)} \quad (5 - 10)$$

Die Anfangsbedingungen (AB) liegen aufgrund der experimentellen Gegebenheiten fest und lauten für die Nichtpermeatseite:

$$AB 1: c_1 = c_E = \text{const.} \quad 0 \leq r \leq R; z = 0 \quad (5 - 11)$$

und für die Permeatseite:

$$AB 2: c_2 = \text{const.} = 0 \quad r_M \leq r_2 \leq r_a; z = 0 \quad (5 - 12)$$

Wie in Kap. 5.1 ausgeführt, gewinnt man für beide Strömungsräume je eine Koppelungsbedingung (KB) aus der Gleichheit der lokalen Molenströme an der Membraninnen- und -außenseite

$$K.B. 1.1: \dot{N}_1 = \dot{N}_M \quad r_1 = R \quad 0 \leq z \leq L \quad (5 - 13)$$

$$K.B. 2.1: \dot{N}_2 = \dot{N}_M \quad r_2 = r_M \quad 0 \leq z \leq L \quad (5 - 14)$$

Durch Einsetzen der Diffusions- und Permeationsgleichung, wobei F_1 und F_2 die Oberfläche des Membranschlauches auf der Nichtpermeat- und Permeatseite bedeuten:

$$\dot{N} = - F_{1,2} \cdot D \cdot \frac{\delta c}{\delta r} \quad (5 - 15)$$

$$\dot{N} = - F_{1,2} \cdot P_M \cdot \frac{P_{2W} - P_{1W}}{s_M} \quad (5 - 16)$$

erhält man die Koppelungsbedingung

$$K.B.2.1: D_2 \frac{\delta c_2}{\delta r_2} \Big|_{r_2=r_M} = P_M \cdot \frac{p_{2W} - p_{1W}}{s_M} \quad 0 \leq z \leq L \quad (5-18)$$

$$p_{2W} = p_2 \quad (5-22)$$

Gemäß Kap. 2.2.4 gilt die von Barrer /36/ aufgestellte Transportgleichung für Löslichkeitsmembranen für den Fall, daß sowohl das Nichtpermeat als auch das Permeat gasförmig vorliegen. Dies ist die Voraussetzung dafür, daß der auf beiden Seiten der Membran herrschende Partialdruck mit der jeweiligen Wandkonzentration auf den Innenseiten der Membran mit demselben Henry'schen Gesetz verknüpft werden kann. Bei dem hier betrachteten Stoffübergangsproblem liegt dagegen auf der Nichtpermeatseite eine flüssige und auf der Permeatseite eine gasförmige Phase vor. Da aus der Literatur keine Aussagen zu dem Problem der unterschiedlichen Phasenkombination zu beiden Seiten der Membran und somit auch keine entsprechenden Permeationskoeffizienten bekannt sind, müssen zur Einführung eines einheitlichen Konzentrationsmaßes der Partialdruck p_1 und die zugehörigen Moldichten c_1 in geeigneter Weise miteinander verknüpft werden. Auf der Nichtpermeatseite wird die Moldichte c_1 mit Hilfe des Henry'schen Gesetzes durch den zugehörigen Partialdruck ausgedrückt und dieser wiederum mit dem Wandpartialdruck gleichgesetzt.

$$c_1 = H_L \cdot p_1 \quad (5-19)$$

$$p_{1W} = p_1 \quad r_1 = R \quad 0 \leq z \leq L \quad (5-20)$$

Auf der Permeatseite (Gasphase) kann die Molfraktion c_2 mit der Zustandsgleichung für ideale Gase in den zugehörigen Partialdruck umgerechnet und dieser wiederum mit dem Wandpartialdruck p_{2W} gleichgesetzt werden.

$$c_2 = \frac{p_2}{R^* T} \quad (5-21)$$

$$p_{2W} = p_2 \quad (5-22)$$

Die noch fehlende Randbedingung (RB) auf der Permeatseite läßt sich aus der Stoffundurchlässigkeit der äußeren Strömungsbegrenzung ableiten. Diese bewirkt ein Verschwinden des Konzentrationsgradienten. Somit lautet die noch fehlende Randbedingung:

$$\text{R.B. 2.1: } \frac{\delta c_2}{\delta r_2} = 0 \quad r_2 = r_a; \quad 0 \leq z \leq L \quad (5-23)$$

Die Lösung gekoppelter, partieller Differentialgleichungen wird als konjugiertes Grenzwertproblem bezeichnet /65/ und ist nur numerisch-iterativ möglich /66,67/.

Da in der einschlägigen Literatur (z.B. Brauer /33/ und Rautenbach et al. /68/) keine geschlossene Lösung dieses Problems gefunden werden konnte, wird es mit Hilfe des Crank-Nicolson-Verfahrens näherungsweise gelöst, was im nächsten Kapitel erläutert werden soll.

5.3 Crank-Nicolson-Verfahren

Zur Lösung des im vorhergehenden Kapitel erläuterten Stoffübergangsproblems wird in Anlehnung an Hirschmann /69/ das implizite Crank-Nicolson-Verfahren /70/ herangezogen. Bei diesem Lösungsverfahren werden die Differentialquotienten der Differentialgleichungen durch endliche Differenzenquotienten ersetzt. Hierdurch werden allerdings die Differentialgleichungen nur in endlich vielen Gitterpunkten eines durch die vorgewählten Schrittweiten in axialer und radialer Richtung aufgespannten Netzes erfüllt. Das Crank-Nicolson-Verfahren bietet dabei die Vorteile, daß seine Stabilität nicht von den gewählten Schrittweiten abhängt und größere Genauigkeiten als mit anderen Verfahren erzielbar sind /71/. Unter der Stabilität sei die Eigenschaft verstanden, daß sich anfängliche Rundungsfehler nicht auf die weitere Rechnung auswirken. Dies gilt allerdings nur, wenn die Funktionsverläufe, Rand- und Anfangsbedingungen stetig sind /66,67/.

Die Differenzenapproximation für die einzelnen Ableitungen erfolgt in der Weise, daß die Funktionen allgemein in Taylorreihen entwickelt werden, wobei man Glieder höherer Ableitung vernachlässigt. Die im Vergleich zu anderen Verfahren höhere Genauigkeit wird durch eine zusätzliche Mittelung der Differenzenapproximation erreicht, die jeweils für die Zeile $n + 1$ eingeführt wird.

5.4 Durchführung der Rechnung

Die Gründe dafür, daß das vorliegende Problem nur noch auf iterativem Wege gelöst werden kann, liegen zum einen darin, daß die Differentialgleichungen des flüssigkeitsseitigen Konzentrationsfeldes nur bei Kenntnis der Konzentrationsverläufe auf der Permeatseite gelöst werden können.

Zum anderen wird das Crank-Nicolson-Verfahren bei unstetigen Funktionsverläufen, Randbedingungen (RB) und Anfangsbedingungen (AB) instabil. Dies trifft im Sonderfall auch für einige bei den eigenen Messungen geltende Rand- und Anfangsbedingungen zu. Nach Bild 5 - 1 (S. 74) treten unabhängig von der Rohrlänge auf beiden Seiten der Membran die Unstetigkeitsstellen p_{1W} und p_{2W} im radialen Konzentrationsprofil und bei den Anfangsbedingungen ein Sprung zwischen den Eintrittskonzentrationen auf der Permeat- und Nichtpermeatseite auf. Für die in /69/ genannten Schwierigkeiten, die auch bei der eigenen Rechnung zunächst nicht gemeistert werden konnten, dürfte vor allem der Sprung in den Anfangsbedingungen verantwortlich sein.

Zur Überwindung der genannten Schwierigkeiten müssen die Rechnung in mehreren Schritten für die Permeat- und Nichtpermeatseite getrennt ausgeführt und die Konzentrationsverläufe über ein iteratives Verfahren aufeinander abgestimmt werden. Damit werden die Unstetigkeitsstellen an den Phasengrenzen geschlossen. Die unterschiedlichen Diffusionskoeffizienten und geometrischen Abmessungen erfordern z.T. ein sehr enges Gitternetz mit 1000 axialen und je 100 radialen Stützpunkten in Raum 1 und 2. Zur Verringerung der Rechenzeit wird die Rechnung an der Rohrachse beginnend nur nach einer Seite hin durchgeführt, so daß die auf der Rohrachse liegenden Konzentrationswerte zusätzlich

Nun folgt die Berechnung des Konzentrationsprofiles auf der Gasseite, wobei als Randbedingung 2.1 die vorher bestimmte Wandkonzentration p_{2W} verwendet wird. Über eine weitere Stoffbilanz auf der Permeatseite kommt man ebenfalls nach Mittelung der Konzentrationswerte zum eindiffundierten Molenstrom

$$\dot{N}_2 = \dot{V}_G \cdot c_E \cdot (C_{2,n=0} - C_{2,n=1}) \quad (5 - 26)$$

Nun folgt ein Vergleich der Molenströme $\dot{N}_1$, $\dot{N}_M$ und $\dot{N}_2$, die voraussetzungsgemäß gleich sein sollen, da im System keine Quellen und Senken vorhanden sind. Bei Ungleichheit der Molenströme muß die Rechnung erneut für die gleiche Zeile ausgeführt werden. Hierfür werden zunächst mit Hilfe der Regula Falsi /72/ die neue Wandkonzentration p_{1W} bestimmt und die bereits erläuterten Rechenschritte nochmals ausgeführt. Dieses Verfahren findet in jeder Zeile des Rechengebietes solange statt, bis die Differenz der einzelnen Molenströme kleiner als das vorgegebene Abbruchkriterium ist.

$$0,9999 \leq \frac{\dot{N}_1}{\dot{N}_M} = \frac{\dot{N}_2}{\dot{N}_M} \leq 1,000 \quad (5 - 27)$$

Die für die Rechnung verwendeten Daten sind in Tab. 11 - 2 zu finden.

6. Ergebnisse der Rechnung und Literaturvergleich

Das Hauptziel liegt letztlich darin, die bei laminarer Rohrströmung in schwach konzentrierten Fest/Flüssig-Suspensionen ablaufenden Stofftransportmechanismen in einer Modellvorstellung aufzuzeigen. Dies erfordert neben verlässlichen experimentellen Daten (Kap. 4) die Kenntnis der axialen und radialen Konzentrationsprofile, die derzeit nur über die in Kap. 5 erläuterte Rechnung zugänglich sind. Damit wird zugleich auch ein Vergleich mit experimentellen und theoretischen Ergebnissen aus der Literatur möglich.

6.1 Axiale und radiale Konzentrationsprofile

Als Ergebnisse der Rechnung sind die axialen und radialen Konzentrationsverläufe in den Bildern 6 - 1 bis 8 für verschiedene Rohr-Reynoldszahlen, Axial- und Radialkoordinaten dargestellt.

In den Bildern 6 - 1, 2 und 3 sind jeweils die an der Membraninnenwand, -außenwand und der stoffundurchlässigen äußeren Begrenzung der Permeatseite berechneten dimensionslosen CO_2 -Konzentrationen

$$C_{r,z} = \frac{C_{r,z}}{C_E} \quad \left| \begin{array}{l} \text{Raum 1 oder 2} \end{array} \right. \quad (6 - 1)$$

über der ebenfalls dimensionslosen Rohrlänge

$$Z = \frac{z}{L} \quad (6 - 2)$$

aufgetragen. Parameter ist die Rohr-Reynoldszahl Re_R auf der Flüssigkeitsseite, die in 200-er Schritten zwischen $200 \leq \text{Re}_R \leq 2000$ variiert wurde. Außer diesen wurden die Konzentrationsverläufe auch noch für die

Rohr-Reynoldszahl $Re_R = 100$ berechnet und aufgetragen, so daß der gesamte, experimentell belegte Bereich der Reynoldszahlen durch die Rechnung überdeckt wird.

Bild 6 - 1 Axiale Konzentrationsverteilung (Membraninnenwand)

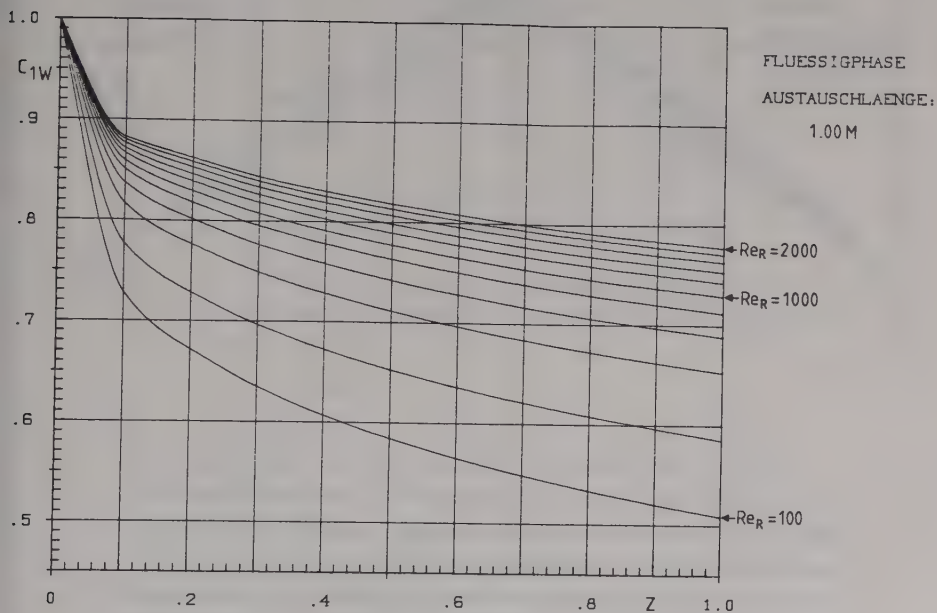
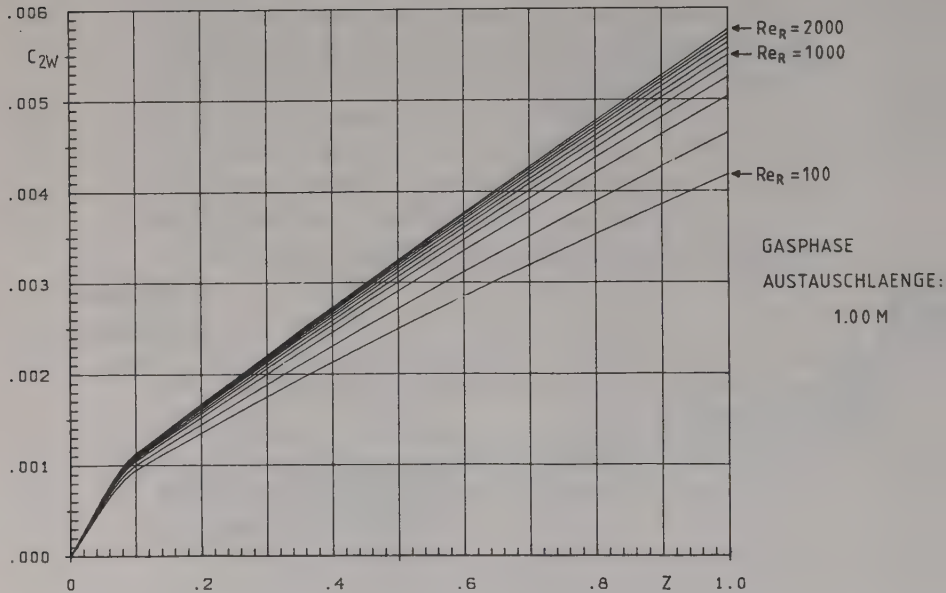
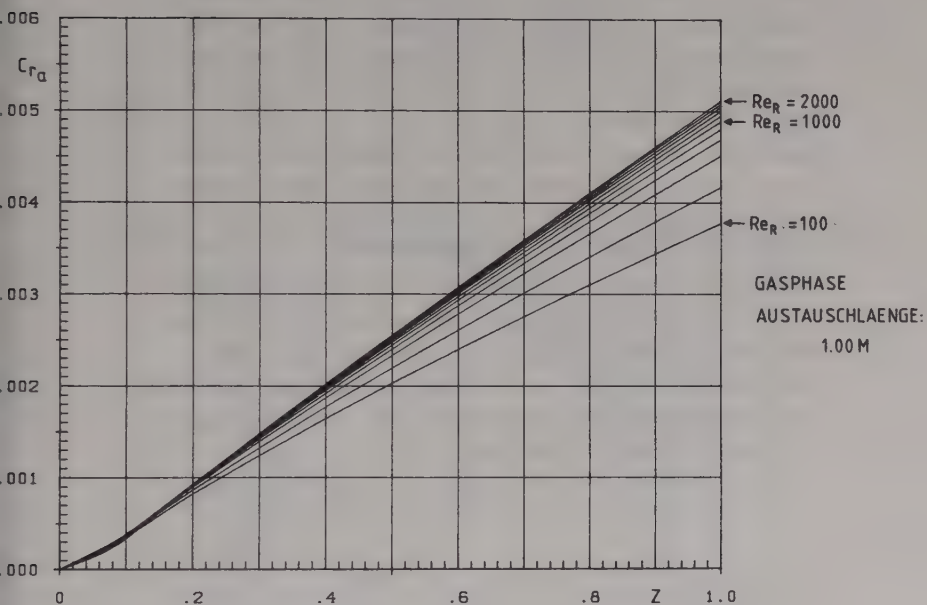


Bild 6 - 2 Axiale Konzentrationsverteilung (Membran-
außenwand)



Im Prinzip bestätigen die berechneten Profile die in Bild 5 - 1 und 2 gezeigten schematischen Darstellungen und deren Beschreibung in Abschnitt 5.1. So zeigen die axialen Konzentrationsprofile an der Membraninnen- und -außenseite, Bild 6 - 1 und 2, in den ersten zehn Prozent der Stoffübergangsstrecke einen ausgeprägten Abfall bzw. Anstieg der jeweiligen Wandkonzentration. An der gläsernen äußeren Begrenzung der Permeatseite, Bild 6 - 3, findet man dagegen in axialer Richtung einen fast linearen Verlauf, der auf den größeren Diffusionskoeffizienten des Trägergases und die geometrischen Abmessungen der Permeatseite zurückzuführen ist.

Bild 6 - 3 Axiale Konzentrationsverteilung (Stoff-
undurchlässige Außenwand)



In den Bildern ist durchgängig ein mehr oder weniger stark ausgeprägter Knickpunkt im Bereich $0,06 \leq Z \leq 0,1$ zu erkennen, der aus dem angewandten Rechenverfahren resultiert. Die gewählten axialen und radialen Schrittweiten sind in diesem Bereich zu groß, um eine den experimentellen Bedingungen angepaßte höhere Auflösung des Konzentrationsfeldes zu erreichen. Für die prinzipielle Betrachtung der Konzentrationskurven sind diese Rechenungenauigkeiten bedeutungslos, wogegen sie bei einem quantitativen Vergleich der Rechenwerte mit experimentell ermittelten Werten und beim Literaturvergleich sicherlich als Ursachen für gewisse Abweichungen in Betracht gezogen werden müssen.

Die Abhängigkeit des Konzentrationsfeldes von der Rohr-Reynoldszahl wird ebenfalls durch die Bilder 6 - 1 bis 3 deutlich. In qualitativer Übereinstimmung mit den eigenen Versuchen findet man in allen Beispielen einen nichtlinearen Einfluß der Rohr-Reynoldszahl, der sich vor allem im Bereich $Re_R < 400$ bemerkbar macht. So verschieben sich die axialen Konzentrationsverläufe zunächst mit zunehmender Rohr-Reynoldszahl überproportional zu höheren Werten hin.

In den Bildern 6 - 4 bis 6 sind die hauptsächlich für die spätere Diskussion benötigten radialen Konzentrationswerte für drei verschiedene Rohr-Reynoldszahlen und für verschiedene Rohrlängen gezeichnet, so daß man die Entwicklung der stofflichen Grenzschicht verfolgen kann.

Bild 6 - 4 Radiale Konzentrationsverteilung (Flüssigphase).

Parameter: Axialkoordinate $Z = 0$ bis 1
in 0,1-Schritten, $Re_R = 100$,
Stoffaustauschstrecke 1,00 m

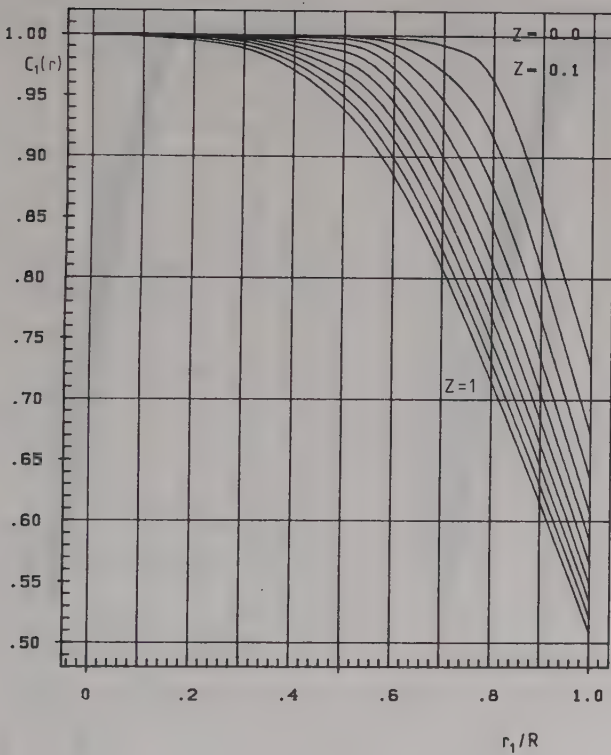


Bild 6 - 5:

Radiale Konzentrationsverteilung

Flüssigphase

Parameter:

Axialkoordinate $Z = 0$ bis 1

in 0,1-Schritten

Reynoldszahl: 1000

Stoffaustauschstrecke: 1,00 m

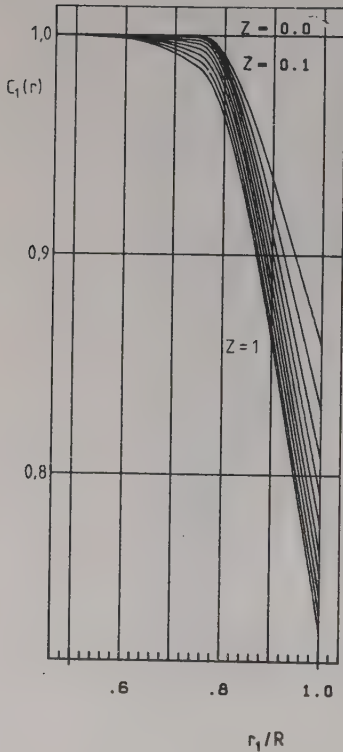


Bild 6 - 6:

Radiale Konzentrationsverteilung

Flüssigphase

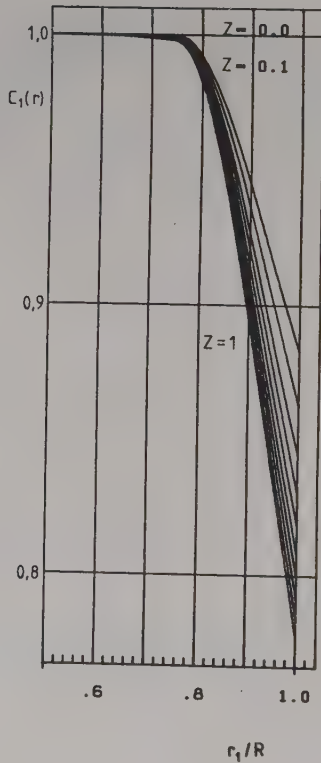
Parameter:

Axialkoordinate $Z = 0$ bis 1

in 0,1-Schritten

Reynoldszahl: 2000

Stoffaustauschstrecke: 1,00 m



Wie man sieht, beschränkt sich die Ausbildung der stofflichen Grenzschicht vor allem bei höheren Rohr-Reynoldszahlen auf einen relativ schmalen, wandnahen Bereich. Selbst bei $Re_R = 100$ wird die Rohrmitte noch nicht vom Stoffübergang erfaßt.

Auf der Permeatseite, Bild 6 - 7 und 8, sind die Unterschiede in den einzelnen Konzentrationsprofilen weniger deutlich als auf der Nichtpermeatseite, da der um drei Zehnerpotenzen größere Diffusionskoeffizient eine schnelle Verteilung des geringen CO_2 -Stromes aus der Membran bewirkt. Die für $\text{Re}_R = 1000$ ermittelte Konzentrationsverteilung ist daher im Gegensatz zur Nichtpermeatseite nicht dargestellt.

Bild 6 - 7 Radiale Konzentrationsverteilung (Gasphase), Parameter: Axialkoordinate $Z = 0$ bis 1 in 0,1-Schritten, Reynoldszahl: 100, Stoffaustauschstrecke: 1,00 m

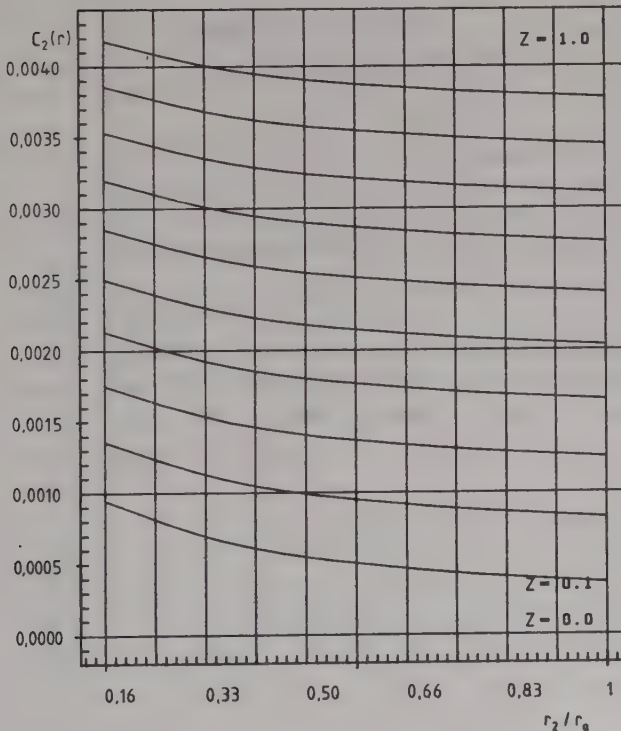
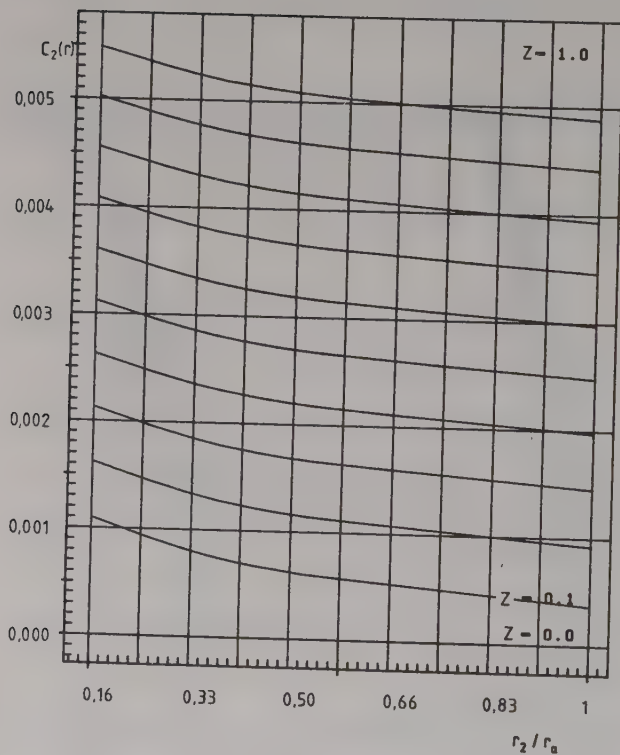


Bild 6 - 8 Radiale Konzentrationsverteilung (Gasphase), Parameter: Axialkoordinate $Z = 0$ bis 1 in 0,1-Schritten; Reynoldszahl: 2000, Stoffaustauschstrecke: 1,00 m



6.2 Vergleich der gemessenen und berechneten mittleren Austrittskonzentrationen

Für den Vergleich der theoretischen Ergebnisse mit Literaturwerten und mit den eigenen Messungen werden aus den berechneten Konzentrationswerten am Ende der Stoffübergangsstrecke $C_1(r)$ und $C_2(r)$ mittlere Austrittskonzentrationen x_A^* und C_A^* für die Permeat- und Nichtpermeatseite errechnet:

$$x_A^* = C_2 \cdot c_E \cdot \frac{\mu_{CO_2}}{\varrho_{CO_2}} \quad \Big|_{Z=1} \quad (6-3)$$

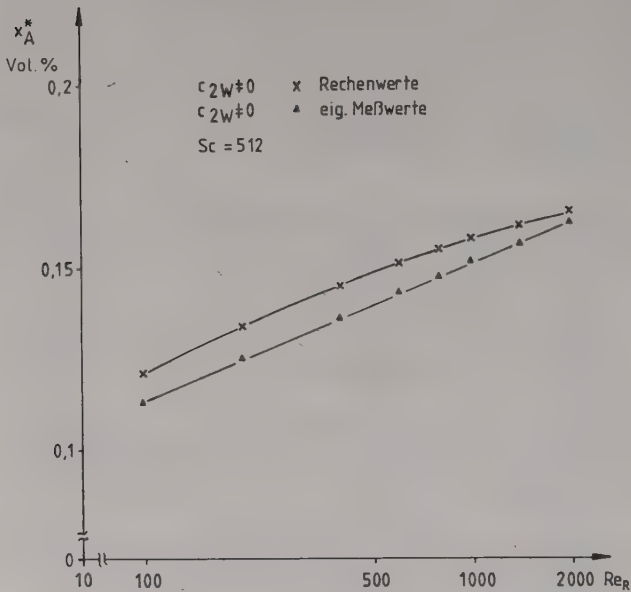
$$C_A^* = \frac{C_A}{c_E} = C_1 \quad \Big|_{Z=1} \quad (6-4)$$

Mit μ_{CO_2} wird die Molmasse und mit ϱ_{CO_2} die Dichte des Kohlendioxids bezeichnet.

In Bild 6 - 9 sind die berechneten mittleren Austrittskonzentrationen x_A^* und die gemessenen Austrittskonzentrationen x_A über der Rohr-Reynoldszahl Re_R aufgetragen. Die aus den Meßwerten x_A rückgerechneten mittleren Austrittskonzentrationen C_A und die ebenfalls rückgerechneten übergehenden Molenströme $\dot{N}$ sind mit den jeweiligen Ergebnissen der Rechnung C_A^* und $\dot{N}^*$ in den Bildern 6 - 10 bzw. 6 - 11 zu finden. Ferner sind die zugehörigen gemittelten Meß- und Rechenwerte in Tab. 11 - 3 aufgelistet.

Alle Abbildungen zeigen eine für Stoffübergangsmessungen i.a. zufriedenstellende Übereinstimmung der theoretischen mit den experimentellen Daten. Die maximalen Abweichungen liegen bei $Re_R = 100$ bei ungefähr 8 %, bei $Re_R = 2000$ ist die Differenz kleiner 5 %.

Bild 6 - 9 Vergleich der gerechneten und gemessenen x_A -Werte für $c_E = 10 \cdot 10^{-3} \text{ mmol/cm}^3$



In Bild 6 - 10 sind die nach Gl. (6 - 4) aus den Rechnungen bestimmten mittleren Austrittskonzentrationen der Nichtpermeatseite C_A^* und die aus den Meßwerten x_A rückgerechneten mittleren Austrittskonzentrationen C_A über der Rohr-Reynoldszahl aufgetragen. Da die flüssigkeitsseitige Bilanz experimentell nicht verifiziert wurde, müssen für die rückgerechneten experimentellen Vergleichswerte Hilfsweise solche Werte verwendet werden, die sich aus der gasseitigen Bilanzierung bei Annahme eines fehlerfreien Stoffdurchganges durch die Membran ergeben. Diese berechneten Werte sind in Bild 6 - 10 als C_A bezeichnet und durch Dreiecke punktweise belegt.

Zusätzlich wurden in Bild 6 - 10 die C_A^* -Werte und in Bild 6 - 11 die N^* -Werte für die Sonderfälle, daß die Randbedingungen c_{1W} und c_{2W} gleich Null gesetzt werden, eingezeichnet. Beide Sonderfälle lassen sich mit der eigenen Rechnung verifizieren, indem diese Randbedingungen in die Rechnung eingegeben werden, und das Iterationsverfahren abgekürzt wird.

Bild 6 - 10 Vergleich der theoretisch bestimmten und aus Meßwerten rückgerechneten C_A - und C_A^* -Werte für $c_E = 10 \cdot 10^{-3} \text{ mmol/cm}^3$

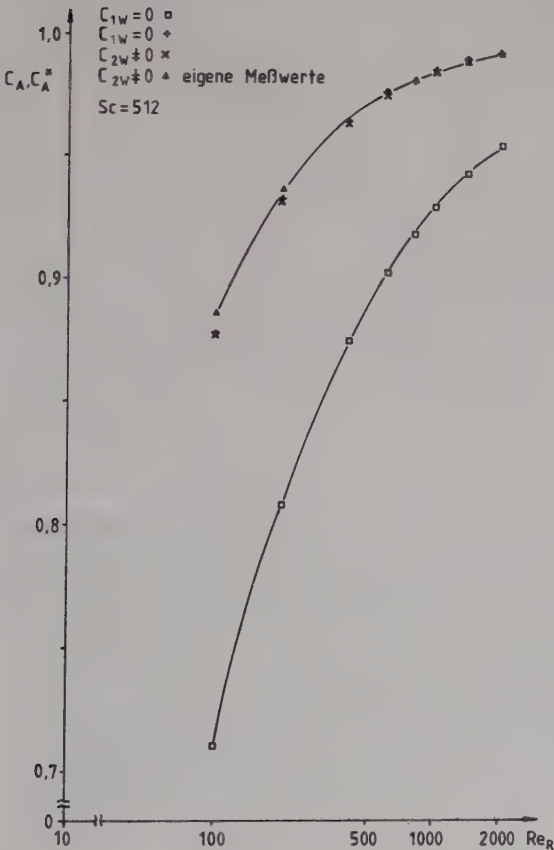
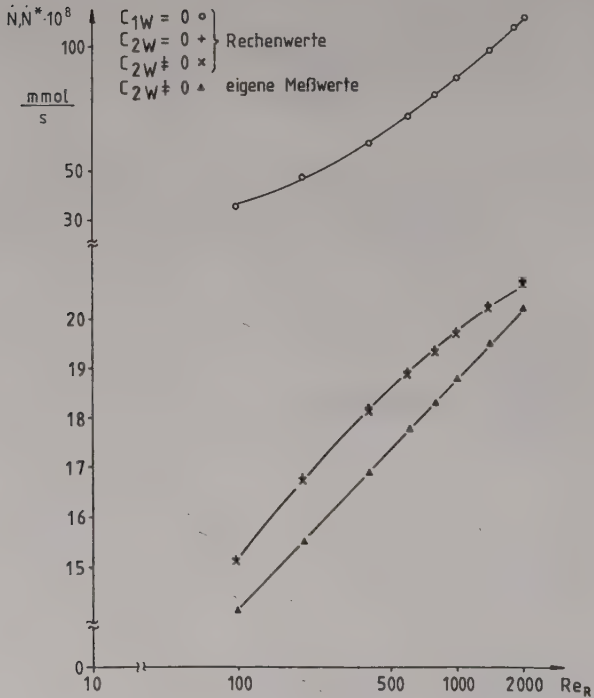


Bild 6 - 11 Vergleich der theoretisch bestimmten und aus Meßwerten rückgerechneten Molenströme $\dot{N}^*$ und $\dot{N}$ für $c_E = 10 \cdot 10^{-3} \text{ mmol/cm}^3$



Die Bilder 6 - 10 und 11 geben weiterhin einen Überblick über den Einfluß der verschiedenen Randbedingungen und über die Aussagefähigkeit bestehender Lösungsansätze für das eigene Stoffübergangsproblem. In diesen Bildern sind die theoretisch berechneten mittleren Austrittskonzentrationen C_A^* auf der Nichtpermeatseite und die übergehenden Molenströme $\dot{N}^*$ für die willkürlich festgelegte CO_2 -Eintrittskonzentration $c_E = 10 \cdot 10^{-3} \text{ mmol/cm}^3$ über der Rohr-Reynoldszahl für unterschiedliche Wandkonzentrationen aufgetragen.

Demgegenüber erhält man die aus den Experimenten rückgerechneten Vergleichswerte, indem man für verschiedene Reynoldszahlen die zu $c_E = 10 \cdot 10^{-3} \text{ mmol/cm}^3$ gehörende CO_2 -Konzentration im Trägergas mit Gl. (4 - 1) und den für die hydraulische Anlaufänge L_1 ermittelten Daten (Tab. 4 - 1) berechnet. Die übergehenden Molströme lassen sich dann durch eine Bilanz der Permeatseite

$$\dot{N} = x_A \cdot \dot{V}_G \cdot \frac{p_{\text{CO}_2}}{\mu_{\text{CO}_2}} \quad (6 - 5)$$

und die mittlere Austrittskonzentration über eine Bilanz der Nichtpermeatseite ermitteln:

$$c_A = c_E - \frac{\dot{N}}{\dot{V}_L} \quad (6 - 6)$$

Zwischen den Ergebnissen für $c_{2W} = 0$ und der allgemeinen Lösung $c_{2W} \neq 0$ besteht praktisch kein Unterschied. Dieses Ergebnis konnte anhand der Versuchsergebnisse und der geometrischen Abmessungen auch erwartet werden, da der Diffusionskoeffizient des Membranschlauches wesentlich kleiner als die Diffusionskoeffizienten der benachbarten Phasen und die Membran selbst dicker als die flüssigkeitsseitige Diffusionsstrecke ist. Die Membran stellt daher beim vorliegenden Stoffübergangsproblem den den Stoffübergang insgesamt bestimmenden Transportwiderstand dar, zu dessen Überwindung eine im Vergleich zu den angrenzenden Gas- und Flüssigkeitsphasen sehr hohe Konzentrationsdifferenz erforderlich ist. Da der für die Überwindung der drei hintereinandergeschalteten Stoffübergangswiderstände insgesamt zur Verfügung stehende Konzentrationsgradient durch die vorgegebene Differenz zwischen der CO_2 -Eintrittskonzentration auf der Permeat- und Nichtpermeatseite nicht erhöht werden kann, bleibt

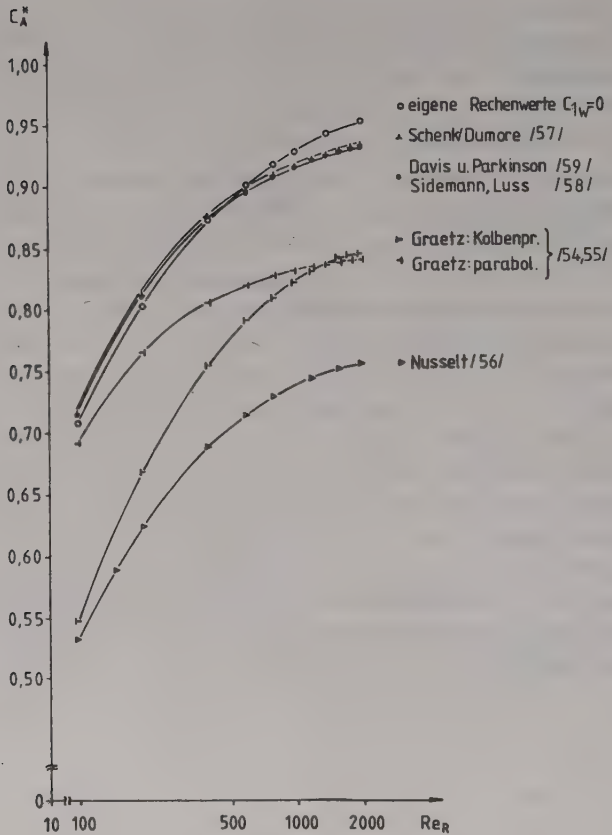
für die CO_2 -abgebende Flüssigphase auf der Nichtpermeatseite nur eine kleine Konzentrationsdifferenz zwischen der Rohrachse und der Membraninnenwand übrig. Nach dem 1. Fick'schen Gesetz ist dies aber gleichbedeutend mit entsprechend geringen radialen Molenströmen. Daraus folgt, daß auf der Permeatseite nur sehr geringe CO_2 -Mengen ankommen und sich bei vorgegebenem Spülgasstrom auf der Permeatseite nur sehr kleine CO_2 -Konzentrationen einstellen, die in erster Näherung durchaus gleich Null gesetzt werden könnten, wie das in der ersten Vergleichsrechnung $c_{2W} = 0$ geschehen ist.

Die Rechenergebnisse, die mit der Randbedingung $c_{1W} = 0$ gewonnen werden, liefern für die mittleren Austrittskonzentrationen der Nichtpermeatseite C_A^* viel zu niedrige und umgekehrt für die Molenströme viel zu hohe Werte. Dies war aufgrund der obigen Ausführungen zu erwarten, da durch die Vorgabe der Randbedingung auch die Transportwiderstände der Membran und der Permeatseite zu Null gemacht werden. In diesem Fall steht die gesamte Konzentrationsdifferenz ausschließlich zur Überwindung des Stofftransportwiderstandes auf der Nichtpermeatseite zur Verfügung, woraus sich nach dem 1. Fick'schen Gesetz ein wesentlich höherer CO_2 -Übergangsstrom ergibt.

6.3 Vergleich der berechneten mittleren Austritts-
konzentrationen C_A^* mit Literaturwerten für
die Randbedingung $c_{1W}(z) = \text{const.}$

Für diesen Vergleich findet man in der Literatur eine ganze Reihe von Lösungen des Konzentrations- bzw. Temperaturfeldes /54 - 59 und 61/. Da die Bilanzgleichungen für den Wärme- und Stoffübergang und somit auch deren Lösungen identisch sind, können die für den Wärmeübergang in laminarer Rohrströmung theoretisch abgeleiteten Beziehungen auch für den Vergleich mit der eigenen Rechnung bei den hier interessierenden mittleren Austrittskonzentrationen herangezogen werden. Die ersten Lösungen der Bilanzgleichung Gl. (2 - 8) mit der Anfangsbedingung $c_E = \text{const.}$ und mit der Randbedingung $c_{1W} = \text{const.}$ gehen auf Graetz /54,55/ und Nusselt /56/ zurück, weshalb dieser Grenzfall in der Literatur allgemein als das Graetz-Nusselt-Problem bezeichnet wird. Da sämtliche Autoren der in der Literatur aufgefundenen Lösungen ihrerseits auf eine experimentelle Überprüfung der theoretisch gefundenen Beziehungen verzichten, kann hier lediglich die für den Sonderfall $c_{1W} = 0$ ausgeführte eigene Rechnung mit den Ergebnissen anderer Autoren verglichen werden, vgl. Bild 6 - 12.

Bild 6 - 12 Literaturvergleich für die Randbedingung $c_{1W}(z) = \text{const.} = 0$



Die angegebenen Lösungen liegen in Form von unendlichen Reihen vor:

$$c_A^* = \sum B_n \cdot e^{-\frac{K \cdot T_n^2 \cdot L / 2R}{Pe}}$$

(6 - 7)

Hierin sind B_n und T_n Koeffizienten und K eine Konstante der unendlichen Reihen.

Die Peclet-Zahl ist wie üblich definiert als Produkt aus der Rohr-Reynoldszahl und der Schmidt-Zahl

$$Pe = Re_R \cdot Sc \quad (6 - 8)$$

Für den Vergleich der einzelnen Lösungen wird die Beziehung Gl. (6 - 7) mit den in Tab. 11 - 4 angegebenen Koeffizienten B_n und T_n und der Konstanten K für verschiedene Reynoldszahlen und konstanter Schmidt-Zahl ($Sc = 512$) ausgewertet.

Bild 6 - 12 zeigt die von den einzelnen Autoren gefundenen Abhängigkeiten der mittleren Austrittskonzentration C_A^* von der Rohr-Reynoldszahl und die aus den eigenen Rechnungen ermittelten Werte. Auffallend ist, daß nur die neueren Rechnungen von Schenk/Dumore /57/, Davis und Parkinson /59/ und Sideman/Luss /58/ gut mit den eigenen übereinstimmen und die Lösungen von Graetz /54,55/ und Nusselt /56/ hiervon erheblich abweichen. Die eigenen Rechenwerte für $c_{1W} = 0$ liegen bei $Re_R = 100$ um zehn Prozent unter und bei $Re_R = 2000$ um die gleiche Prozentzahl über den Ergebnissen der neueren Rechnungen, so daß auch für diesen hypothetischen Sonderfall eine zufriedenstellende Übereinstimmung der eigenen näherungsweisen Rechnung mit den neueren Literaturangaben besteht.

6.4 Vergleich der aus den Meßwerten rückgerechneten sowie der berechneten mittleren Austrittskonzentrationen mit Literaturwerten für die Randbedingung $c_{2W}(z) = \text{const.} = 0$

Weitere Lösungen des Temperatur- bzw. Konzentrationsfeldes in laminarer Rohrströmung finden sich in der Literatur für den Fall $c_{2W} = 0$ mit ansonsten gleichen Parametern. Im Gegensatz zu dem im vorhergehenden Abschnitt vorgestellten Sonderfall $c_{1W} = 0$ bedeutet dies, daß der Wärme- und Stoffübergangswiderstand der Strömungsberandung in die Rechnung miteinbezogen wird und die theoretisch gewonnenen Ergebnisse experimentell überprüfbar sind. Da die dimensionslos geschriebenen Bilanzgleichungen sowie die Anfangs- und Randbedingungen für den Wärme- bzw. Stoffübergang wieder identisch sind, lassen sich die für den Wärmeübergang gefundenen Lösungen hier ebenfalls benutzen. Die Lösungen nach /57 - 59/ liegen mit einer Ausnahme abermals in der Form

$$c_A^* = \sum B_n \cdot e^{-\frac{K \cdot T_n^2 \cdot L / 2R}{P_e}} \quad (6-7)$$

vor, wobei der Membranwiderstand durch eine Wand-Sherwoodzahl Sh_W ausgedrückt wird:

$$Sh_W = \frac{\dot{P} \cdot 2R}{D} \quad (6-9)$$

$$\dot{P} = \frac{D_M}{R \cdot \ln \cdot \frac{r_a}{R}} \quad (6-10)$$

Die zugehörigen Koeffizienten B_n , T_n und die Konstante K sind in Tab. 11 - 5 zu finden. Die mit dem Diffusionskoeffizienten D_M der Membran gebildete Wand-Sherwoodzahl beträgt bei den eigenen Versuchen $Sh_W = 1,6$.

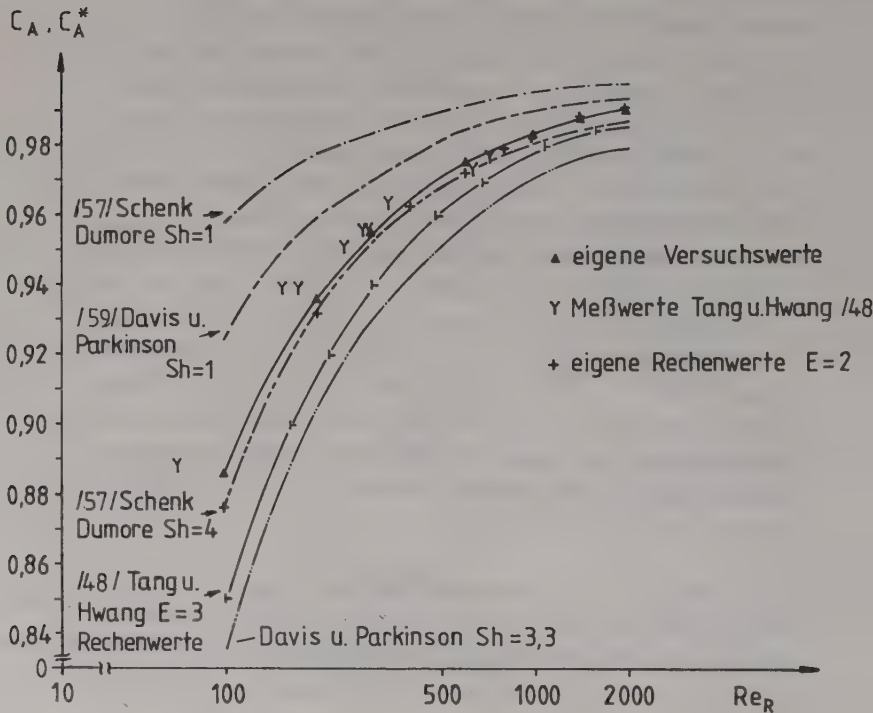
Von Tang und Hwang /48/ werden sowohl experimentelle Untersuchungen an Membranschläuchen als auch eine von Gl. (6 - 7) abweichende Lösung der allgemeinen Bilanzgleichung Gl. (5 - 8), mit der sie ihre Meßergebnisse überprüfen, mitgeteilt. Sie verwenden in ihrer Arbeit ebenfalls das Crank-Nicolson-Verfahren, jedoch ohne Iteration und mit wesentlich weniger Schritten in axialer und radialer Richtung. Ferner stimmen die Versuchsparameter ($\text{CO}_2/\text{Wasser}$, $2R = 0,147 \text{ cm}$, $L = 115 \text{ cm}$) fast mit den eigenen überein. Im Gegensatz zu den anderen Autoren benutzen Tang und Hwang keine Wand-Sherwoodzahl, sondern definieren einen Systemparameter:

$$E = \frac{P_M}{D_L \cdot H_L} \cdot \frac{1}{\ln \frac{r_a}{R}} \quad (6-11)$$

Für ihre Rechnung verwenden Tang und Hwang den Systemparameter $E = 3$, wogegen sich für die eigene Rechnung aus den Versuchsparametern nach Tab. 11 - 2 ein Systemparameter $E = 2$ ergibt.

Die in Bild 6 - 13 zusammengestellten fremden und eigenen (rückgerechneten) Meß- und Rechenwerte lassen daher einen weitergehenden Vergleich zu, als er anhand von Bild 6 - 12 für den Sonderfall $c_{1W} = 0$ angestellt wurde.

Bild 6 - 13 Literaturvergleich für
 $c_{2W}(z) = \text{const.} = 0$



Im Gegensatz zu den Ergebnissen für die Randbedingung $c_{1W} = 0$ findet man hier keine mit wünschenswerter Genauigkeit mit den eigenen Meß- bzw. Rechenwerten übereinstimmenden Literaturwerte. Dies ist umso überraschender, weil der von Schenk/Dumore /57/ und Davis/Parkinson /59/ benutzte Lösungsweg und die angegebenen Koeffizienten für $c_{1W} = 0$ (Tab. 11 - 4) praktisch gleich sind. Eine lineare Interpolation der für $Sh_W = 1$ und $Sh_W = 3,3$ von Davis und Parkinson ermittelten Austrittskonzentrationen C_A^* zeigt, daß mit

deren Lösung eine gute Übereinstimmung mit den eigenen theoretischen und experimentellen Werte erzielbar ist (gestrichelte Kurve), wogegen die Rechnung nach Schenk/Dumore grundsätzlich zu hohe Werte für C_A^* liefert (strichpunktierte Kurve). Führt man die Interpolation auch für den Systemparameter $E = 3$ nach Tang und Hwang durch, dann wird die Differenz zwischen Werten von Tang und Hwang und Davis/Parkinson ebenfalls akzeptabel.

Der Vergleich der Meßwerte von Tang und Hwang mit den eigenen Rechen- und Meßwerten fällt nur z.T. befriedigend aus, Tab. 11 - 6. Während im mittleren Bereich der Reynoldszahlen zwischen $Re_R \approx 300$ und 800 die Ergebnisse praktisch mit den eigenen identisch sind, liegen die Werte von Tang und Hwang im Bereich $Re_R < 300$ wesentlich über den eigenen. Die Ursache dürfte in den unterschiedlichen Meßverfahren zu suchen sein, da Tang und Hwang im Gegensatz zur vorliegenden Arbeit die flüssigkeitsseitigen CO_2 -Austrittskonzentrationen mit einem Blutgasanalytator direkt bestimmen, bei den eigenen Messungen wird hingegen die CO_2 -Austrittskonzentration x_A im Trägergasstrom auf der Permeatseite gemessen und daraus jene auf der Flüssigkeitsseite rückgerechnet.

Eigene Versuche, die flüssigkeitsseitige CO_2 -Konzentration mit einem Blutgasanalysator direkt zu messen, lieferten für das System CO_2 /Wasser nur in einem sehr engen Bereich reproduzierbare Ergebnisse und versagte für das Stoffsystem CO_2 /Salzwasser völlig. Ähnliche Versuche, die von Haase /47/ zur Messung der Austrittskonzentration C_A auf der Nichtpermeatseite durchgeführt wurden, liefern für $Re_R = 100$ C_A -Werte, die immer über den aus der Messung der Austrittskonzentration x_A auf der Permeatseite rückgerechneten Konzentrationen liegen. Das von Tang und Hwang benutzte Verfahren ist auch für höhere Reynoldszahlen nur begrenzt

anwendbar, da die Differenz zwischen der Eintrittskonzentration c_E und der Austrittskonzentration C_A etwa ab $Re_R \approx 500$ innerhalb der bei Blutgasanalysatoren üblichen Meßungenauigkeit liegt. Aufgrund der eigenen Erfahrungen bzw. der Meßergebnisse von Haase werden die eigenen Meßergebnisse als verlässlicher angesehen.

Ein weitergehender Vergleich mit diesen Autoren ist leider nicht möglich, da sie die theoretische Überprüfung ihrer eigenen Meßergebnisse nicht mit dem korrekten Systemparameter E ausführen. Trotz mehrfacher Nachrechnung durch unterschiedliche Personen sind die angegebenen Systemparameter nicht nachvollziehbar (in der Veröffentlichung liegt vermutlich ein Fehler vor).

6.5 Vergleich der aus Meßwerten rückgerechneten sowie der berechneten mittleren Austrittskonzentrationen mit Literaturwerten für die Randbedingung $c_{2W} \neq 0$

Von Haase /47,73/ werden Meßergebnisse der flüssigkeits- und gasseitigen Austrittskonzentration x_A und C_A mitgeteilt, die in Fortsetzung der eigenen Arbeit an einer gleichen Versuchsanlage mit geringfügig geänderter Meßtechnik gewonnen wurden. Die wiederum auf die Eintrittskonzentration c_E bezogenen CO_2 -Konzentrationen der flüssigen Phase C_A und die CO_2 -Konzentrationen im Trägergas x_A sind in der üblichen Art in Bild 6 - 14 und 15 zusammen mit den Meßwerten von Tang und Hwang aufgetragen (vgl. dazu auch Tab. 11 - 7). Die von Haase /47,73/ gefundenen Abhängigkeiten der CO_2 -Konzentrationen im Trägergas und in der Versuchsflüssigkeit von der Rohr-Reynoldszahl entsprechen im Prinzip den bei den eigenen Messungen gefundenen Zusammenhängen.

Bild 6 - 14 Literaturvergleich für $c_{2W} \neq 0$

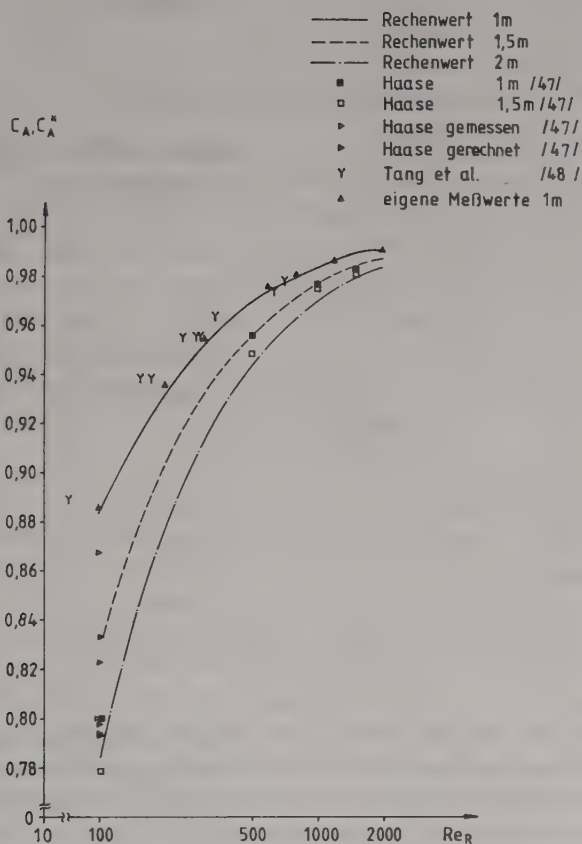
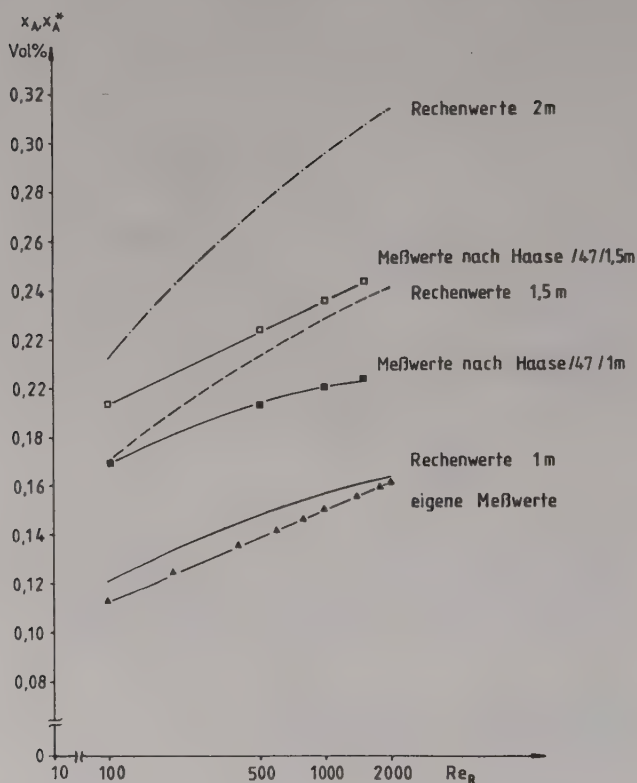


Bild 6 - 15. Literaturvergleich für $c_{2W} \neq 0$



Auffallend ist, daß trotz der weitgehend identischen Versuchsanlage relativ große Abweichungen zwischen den Ergebnissen vorliegen. Der parallele Verlauf der durch die Meßwerte gelegten Kurven läßt darauf schließen, daß die Konzentrationsmessungen von Haase und/oder auch die eigenen mit einem systematischen Fehler behaftet sind, weil es sich bei den eigenen Versuchen eindeutig um dieselben Strömungs- und Stoffübergangsvorgänge handelt. Wegen der Übereinstimmung der verschiedenen theoretischen Rechnungen mit den eigenen Meßwerten und der von Haase angewendeten indirekten Meßmethoden (Gas-

analysator Uras 2 T mit vorgeschalteter Gasmischpumpe für x_A , CO_2 -sensitive Elektrode der Fa. Orion für c_E) werden auch bei diesem Vergleich die eigenen Meßwerte als verlässlicher angesehen.

6.6 Zusammenfassung des Kapitels

Zu Beginn des Kapitels waren als wesentliche Teilziele die Überprüfung und Bewertung der eigenen Rechnung und der eigenen experimentellen Ergebnisse genannt worden. Aufgrund der angestellten Vergleiche

- der eigenen Rechenwerte mit den eigenen Meßwerten
- der eigenen Rechenwerte mit solchen aus der Literatur und
- der rückgerechneten Meßwerte mit denen fremder Autoren

kann festgestellt werden, daß

- die theoretische Rechnung das vorliegende Stoffübergangsproblem qualitativ und quantitativ richtig beschreibt und
- die Versuchsergebnisse für $c_v = 0$ mit einem vernachlässigbaren systematischen Fehler behaftet sind.

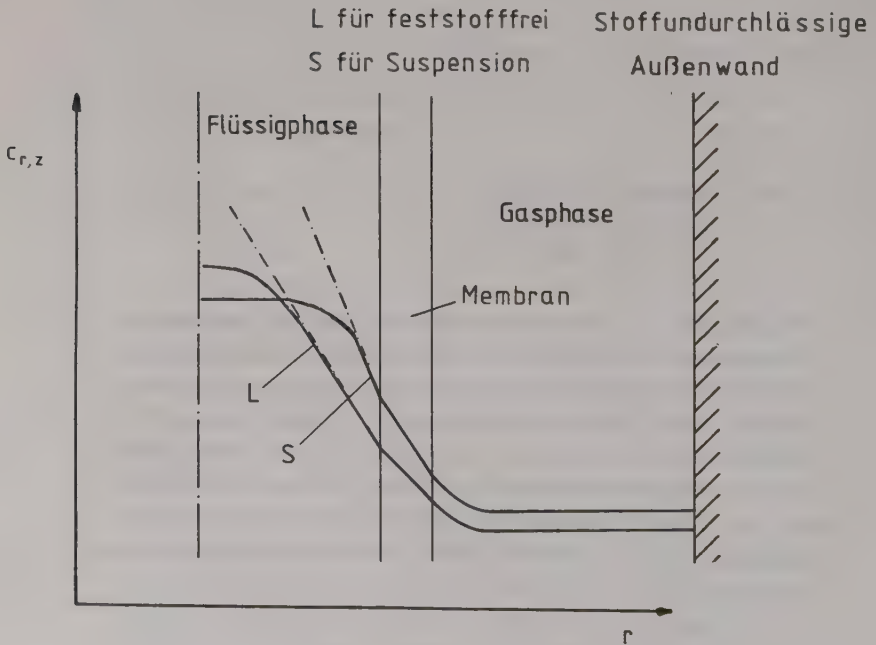
Hieraus kann gefolgert werden, daß die eigene Versuchsanlage für die Untersuchung der in laminar strömenden Suspensionen ablaufenden Stofftransportmechanismen geeignet ist und die bereits vorgestellten Konzentrationsprofile nicht nur eine qualitative Diskussionshilfe bei der Modellvorstellung zum Stoffübergang in Suspensionen darstellen, sondern auch ein quantitativer Zusammenhang zwischen lokalen Konzentrationswerten und der nach Gl. (2 - 4) berechenbaren Lage des Gleichgewichtsringes hergestellt werden kann.

7. Modellvorstellung

7.1 Allgemeine Überlegungen

Für die Analyse des Stoffüberganges in Suspensionen ist es sinnvoll, den zu erwartenden Konzentrationsverlauf zunächst grob vereinfachend zu skizzieren und erst dann auf die in der unmittelbaren Umgebung der Partikeln ablaufenden Strömungs- und Stofftransportvorgänge einzugehen.

Bild 7 - 1 Konzentrationsverläufe in einem feststofffreien Fluid und in einer Suspension



Der im Vergleich zur feststofffreien laminaren Fluidströmung wesentlich erhöhte Stoffübergang laminar strömender Suspensionen hat, wie Bild 7 - 1 zeigt, mehrere Änderungen des Konzentrationsverlaufes $C_{r,z}$ zur Folge. In der Gasphase wird der Konzentrationsverlauf bei erhöhtem Stoffübergang infolge des dort herrschenden hohen Diffusionskoeffizienten nahezu parallel zu größeren Konzentrationswerten verschoben.

Bei gleichen Fluidvolumenströmen im Membranschlauch ist die in die Stoffübergangsmeßstrecke hineintransportierte Menge der Übergangskomponente bei feststofffreier und feststoffbeladener Strömung gleich. Wie die Experimente gezeigt haben, ist die Übergangsrate bei der Suspensionsströmung jedoch größer als bei feststofffreier Strömung. Daraus folgt, daß die lokalen über den Rohrquerschnitt gemittelten Konzentrationen in den Suspensionen niedriger sein müssen als die in feststofffreien Flüssigkeiten.

Für die Flüssigphase und für die Membran folgt bei Beachtung der experimentellen Ergebnisse aus dem 1. Fick'schen Gesetz

$$\dot{n} = -D \cdot \frac{\delta_c}{\delta_r} \quad (2-7)$$

und der Permeationsgleichung

$$\dot{n} = P_M \cdot \frac{p_{1W} - p_{2W}}{s_M} \quad (2-12)$$

daß der Konzentrationsgradient in der Flüssigphase an der Membranwand und die Konzentrationsdifferenz in der Membranwand bei der Feststoffbeladung größer sein muß als bei feststofffreier Fluidströmung (mit einer niedrigeren Übergangsrate).

In Abschnitt 2.2.3 sind als mögliche Ursachen der bei laminarer Suspensionsströmung gemessenen Stoffübergangserhöhung

- die Flüssigkeitsverdrängung durch die Querbewegung der Partikeln in Richtung der Gleichgewichtszone
- die Flüssigkeitsverdrängung infolge des Schlupfes zwischen Fluid und Feststoff
- der Mitnahmetransport infolge der Partikelrotation
- die Flüssigkeitsverdrängung und/oder -mitnahme bei Partikelkollisionen und Partikel-Wand-Interaktionen genannt.

Ausgehend von den bekannten Gesetzmäßigkeiten laminar strömender Suspensionen können nun die unterschiedlichen Ursachen für die Stoffübergangserhöhung im Gegensatz zu bisherigen Arbeiten /15,60,74/ separat erfaßt werden, was ein wesentliches Ziel der vorliegenden Arbeit war.

Durch die Vorschaltung einer hydraulischen Anlaufstrecke (Versuche mit $L_4 = 2$ m) gelingt die erwartete Aufschlüsselung in zwei Gruppen:

1. Stoffübergangserhöhung bei stationärer Partikelbewegung bedingt durch den Mitnahmetransport infolge Partikelrotation und Flüssigkeitsverdrängung durch Schlupf und
2. Stoffübergangserhöhung bei instationärer Partikelbewegung, mit Flüssigkeitsverdrängung durch die Querbewegung der Partikeln, Partikelkollisionen und Partikel-Wand-Interaktionen.

Beide Gruppen sollen in den folgenden Kapiteln 7.2 und 7.3 getrennt analysiert werden.

7.2 Stoffübergangserhöhung bei stationärer Partikelbewegung

Wie in Kap. 2.1 erläutert, befinden sich bei stationärer Partikelbewegung alle Teilchen auf dem Gleichgewichtsradius, dessen Lage nach Gleichung (2 - 4) eine Funktion des Durchmesser-Verhältnisses $d/2R$ und der Rohr-Reynoldszahl ist. Da bei nicht rotierenden Partikeln der Gleichgewichtsradius aber anderen Gesetzmäßigkeiten als bei rotierenden folgt, und auch die Schlupfgeschwindigkeit höher ist, muß bei der Diskussion der Stoffübergangserhöhung bei stationärer Partikelbewegung eine Fallunterscheidung

- Stoffübergangserhöhung bei nicht rotierenden Partikeln $\omega = 0$
- Stoffübergangserhöhung bei rotierenden Partikeln $\omega \neq 0$

getroffen werden. Voraussetzung für diese geordnet ablaufenden Bewegungsvorgänge sind in erster Linie die Zugabe von nur geringen Feststoffmengen und die Vorschaltung einer für die Ausbildung des Gleichgewichtsrings ausreichenden Anlauflänge. Die für die eigenen Versuche festgelegten Parameter, Tab. 3 - 1, gewährleisten sowohl von der hydraulischen Anlauflänge als auch von den Partikelkonzentrationen her eine einwandfreie Fest/Flüssig-Entmischung mit einzeln oder im Kettenverband transportierten Partikeln. Dies bedeutet, daß von den genannten Ursachen der Stoffübergangserhöhung neben der Flüssigkeitsverdrängung durch die instationäre Partikelbewegung hier auch jene infolge Partikelkollisionen und/oder Partikel-Wand-Interaktionen vernachlässigt werden. (Allerdings bestehen bezüglich der möglichen, maximalen Partikelkonzentrationen erhebliche Unsicherheiten, deren Beseitigung für eine weitere Durchdringung der Stoffübertragung in Suspensionen künftig unbedingt notwendig ist, Tab. 11 - 8).

Bild 7 - 2 zeigt schematisch die Strömungsverhältnisse der laminaren Suspensionsströmung im Membranwand-Bereich und im besonderen in der Umgebung einer sich translatorisch bewegenden Einzelkugel. Das Koordinatensystem (Ursprung im Kugelmittelpunkt) bewegt sich mit der Translationsgeschwindigkeit der Kugel mit. Es wird nur das ebene System betrachtet, das Geschwindigkeitsprofil der ungestörten Fluidströmung ist im Bereich des Kugelquerschnittes vor und nach der Kugel linearisiert worden; der Verlauf der Stromlinien orientiert sich an Stromlinienbildern, die Krone /75/ an laminar angeströmten Einzelkugeln aufgenommen hat.

Infolge des Schlupfes bildet sich um die Kugel ein Störbereich aus, in dem alle, die Stoffübergangserhöhung verursachenden Vorgänge ablaufen. Die Partikel-Reynoldszahlen bei den eigenen Versuchen sind mit $0,2 \leq Re_p \leq 10$ so gering, daß sich nach Pruppacher /76,77/ hinter den Partikeln keine Nachlaufgebiete mit einer zusätzlichen intensiven Durchmischung ausbilden können. Die Partikelreynoldszahl Re_p ist definiert als

$$Re_p = \frac{\Delta w \cdot d}{\nu} \quad (7 - 1)$$

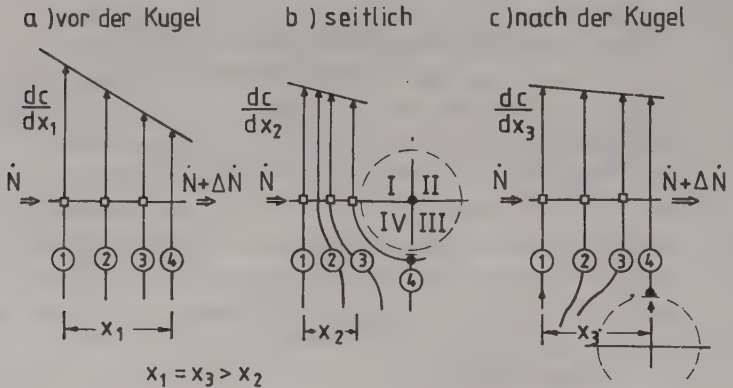
mit Δw gleich der Schlupfgeschwindigkeit nach Simha /27/.

Im Störbereich der Kugel werden die Fluidteilchen gezwungen, die Kugel zu umströmen. Dies bedeutet, daß die Fluidteilchen bis zur Äquatorialebene M - W der Kugel beschleunigt und danach auf ihre ursprüngliche Geschwindigkeit wieder abgebremst werden. Allein diese Geschwindigkeitserhöhung der Fluidteilchen führt schon zu einer Erhöhung des konvektiven Stofftransportes auf beiden Seiten der Kugel.

Die Voraussetzung, daß die Partikeln stoffundurchlässig sein sollen, führt auf der linken und rechten Kugelseite zu unterschiedlichen Änderungen der Konzentrationsgradienten, so daß eine getrennte Betrachtung der beiden Seiten notwendig wird.

Bild 7 - 3 Konzentrationsprofile auf der linken Seite einer nichtrotierenden Kugel

Konzentrationsprofile



Zur Veranschaulichung der Konzentrationsänderungen auf der linken Kugelhälfte sind in der obigen Skizze die Konzentrationsprofile vor der Kugel, seitlich und nach der Kugel linearisiert dargestellt.

Vor der Kugel und außerhalb ihres Störbereiches liegen stationäre Strömungs- und Stoffübergangsverhältnisse vor. Dies bedeutet, daß der Konzentrationsgradient in der betrachteten Flüssigkeitsschicht von der Dicke x_1 konstant bleibt. Von links diffundiert in die Schicht ein Molenstrom $\dot{N}$ ein, der durch den Konzentrationsgradienten in der links anschließenden Schicht festgelegt ist. Auf der rechten Seite verläßt

dieser Molenstrom, um den der Schicht x_1 entnommenen Molenstrom $\Delta \dot{N}$ verstärkt, den betrachteten Flüssigkeitsbereich.

Im Bereich der Kugel, die voraussetzungsgemäß stoffundurchlässig ist, entfällt der die Schicht verlassende Molenstrom $\dot{N} + \Delta \dot{N}$, so daß es hier zu einer Speicherung des weiterhin von links ankommenden Molenstromes $\dot{N}$ kommt, und die lokalen Konzentrationen an der Kugel ansteigen. Parallel dazu verengt sich die Schichtdicke von x_1 auf x_2 in der Äquatorebene. Dies hat zur Folge, daß wegen der Speicherung der Übergangskomponente in Verbindung mit der zugehörigen Konzentrationserhöhung der Konzentrationsgradient im Störbereich der Kugel im Vergleich zur stofffreien Fluidströmung weniger stark abnimmt, u.U. sogar zunehmen kann.

Nach der (durch x_2 gekennzeichneten) engsten Stelle des Störbereiches erweitert sich die Breite der Flüssigkeitsschicht von x_2 auf x_3 , wobei gleichzeitig die Strömungsgeschwindigkeit wieder abnimmt. Im Gegensatz zu den Änderungen im Bereich des unteren Quadranten IV findet man im Bereich des oberen Quadranten I daher eine Verkleinerung des Konzentrationsgradienten infolge

- der vorausgegangenen Konzentrationserhöhung bis hin zur Linie 4 und
- der Streckenerweiterung von x_2 auf x_3 .

Dies würde zu einer Verringerung des radialen Diffusionsstromes führen, wenn nicht in Linie 4 ein Konzentrationsprung aufträte.

Sobald sich die Flüssigkeitsschicht nach der Umströmung der Kugel auf die Breite $x_3 = x_1$ erweitert hat, setzt wiederum ein radialer, die Schicht verlassender Diffusionsstrom ein, dessen Höhe durch die Konzentrationsdifferenz zwischen der linken und rechten Seite von Linie 4 maßgeblich bestimmt wird.

Der im linken Bereich der Kugel ablaufende Prozeß

- eines Speichervorganges und
- einer Gradientenänderung

bewirkt daher nicht nur eine fortlaufende Änderung des Konzentrationsprofils im unmittelbaren Störbereich der Kugel, sondern er greift auch auf die an den Störbereich anschließenden Fluidschichten über.

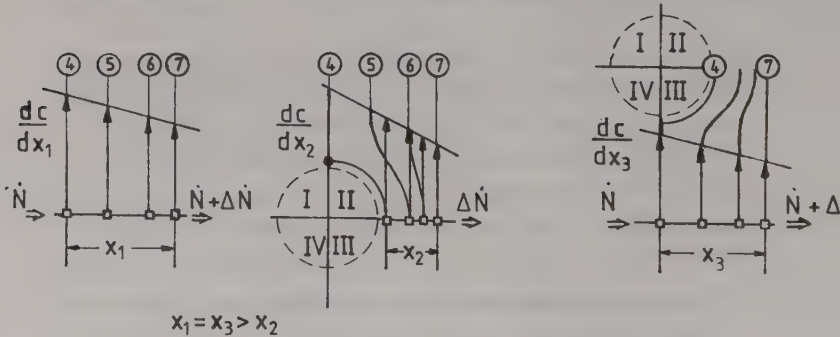
Bild 7 - 4 Konzentrationsprofile auf der rechten Seite einer nichtrotierenden Kugel

Konzentrationsprofile

a) vor der Kugel

b) seitlich

c) nach der Kugel



Auf der rechten Kugelhälfte laufen im Prinzip die gleichen Transportvorgänge ab wie auf der linken Kugelseite. Hier verstärkt sich, und zwar im Bereich des Quadranten II der Konzentrationsgradient infolge einer Streckenverkürzung, so daß ein erhöhter Stoffabtransport in Wandrichtung (nach rechts) stattfindet. Allerdings verhindert im Gegensatz zur linken Kugelhälfte die stoffundurchlässige Kugeloberfläche den Nachtransport an Übergangskomponente. Dies hat einen

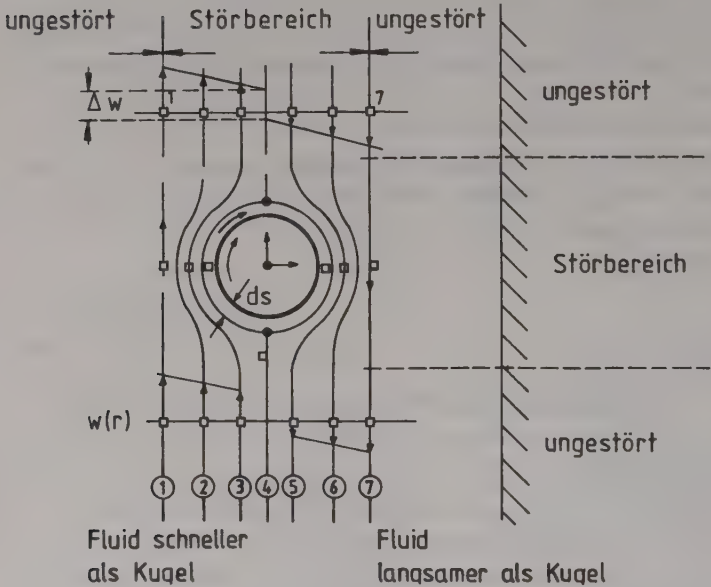
raschen Abbau der Konzentration im Bereich der Quadranten II und III zur Folge, der anschließend durch die Verbreiterung der Flüssigkeitsschicht im III. Quadranten noch verstärkt wird.

Da oberhalb der Kugel in Linie 4 und nunmehr auch unterhalb der Kugel jeweils Konzentrationssprünge auftreten, kann man von einer für die Diffusion günstigen Transportvoraussetzung ausgehen, die allerdings hier nicht weiter quantifizierbar ist, da weder lokale Meßwerte vorliegen noch Angaben über die Dicke der an der Kugel (hier Zylinder) haftenden Flüssigkeitsschicht.

7.2.2 Stoffübergangserhöhung bei stationärer Partikelbewegung und $\omega \neq 0$

Die gleiche Wirkung, wie sie die an der Kugel vorbeiströmenden Fluidteilchen auf den molekularen Diffusionsvorgang ausüben, haben auch die Fluidteilchen in der an der Kugel haftenden und mitrotierenden Hüllschicht auf den Stofftransport. Im Gegensatz zum Stofftransport bei nicht rotierenden Partikeln handelt es sich bei dem in der Hüllschicht wirksam werdenden Transport um einen zusätzlichen konvektiven Beitrag. Die Dicke d_s der mitrotierenden Hüllschicht wird in der nachstehenden Skizze beliebig stark angenommen, da in der Literatur keine Anhaltswerte für d_s zu finden sind.

Bild 7 - 5 Strömungsverhältnisse an einer rotierenden Kugel im Membranwand-Bereich



Im Unterschied zu den nicht rotierenden Partikeln, wo die Konzentrationsänderung allein durch die vorbeiströmenden Fluidteilchen hervorgerufen werden, werden bei rotierenden Partikeln die Konzentrationsgradienten auf beiden Seiten der Kugel dadurch verstärkt, daß in der Hüllschicht die Übergangskomponente zusätzlich konvektiv von der linken zur rechten Kugelhälfte transportiert wird.

Bild 7 - 6

Vergleich der Gleichgewichtslage mit der Entwicklung der stofflichen Grenzschicht

$Re_R = 100$

Radiale Konzentrationsverteilung
Flüssigphase

Parameter: Axialkoordinate X
0,1 - 1 in 0,1 - Schritten

Reynolds-Zahl: 100. Stoffaustauschstrecke: 1m

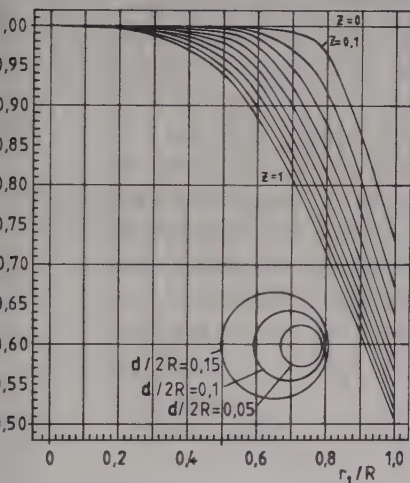


Bild 7 - 7

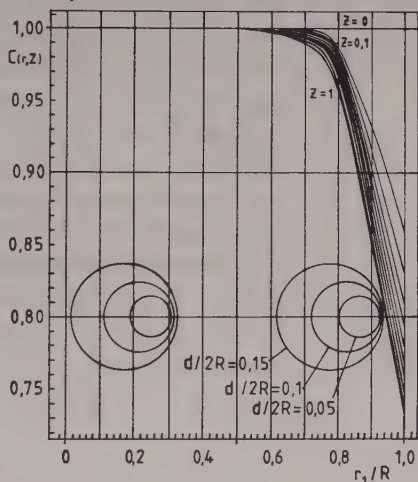
Vergleich der Gleichgewichtslage mit der Entwicklung der stofflichen Grenzschicht

$Re_R = 1000$

Radiale Konzentrationsverteilung
Flüssigphase

Parameter: Axialkoordinate X
0,1 - 1 in 0,1 - Schritten

Reynolds-Zahl: 1000. Stoffaustauschstrecke: 1m



Da nach Bauckhage /29/ die Schlupfgeschwindigkeit rotierender Teilchen aber kleiner ist als bei nichtrotierenden Kugeln, verringert sich bei rotierenden Partikeln der Störbereich der Kugeln, was zu einer Verringerung des Einflusses der vorbeiströmenden Fluidteilchen auf den diffusiven Transport führt. Eine Quantifizierung der jeweiligen Veränderung des diffusiven und des konvektiven Transportes bei rotierenden gegenüber nicht rotierenden Partikeln bleibt allerdings ohne weitere Kenntnisse über die konvektiven Vorgänge in der Hüllschicht bzw. deren Abmessungen Spekulation, insbesondere auch, weil nicht rotierende Partikeln gemäß Bild 2 - 3 veränderte Gleichgewichtspositionen im Vergleich zu rotierenden Partikeln einnehmen, die

näher an der Rohrmitte liegen. Die möglichen Auswirkungen rotierender und nicht rotierender Partikeln werden durch die Bilder 7 - 6 und 7, wo die für $c_v = 0$ berechneten radialen Konzentrationsprofile und die in den Experimenten verwendeten Partikeln im richtigen Maßstab zueinander auf ihren jeweiligen Gleichgewichtsradien dargestellt sind.

Bei rotierenden Partikeln fällt die Gleichgewichtsposition der Kugeln vollständig in die stoffliche Grenzschicht, wie dies für $Re_R = 100$ und 1000 dargestellt ist. Da nicht rotierende Teilchen aber nach dem Überschreiten einer minimalen Rohr-Reynoldszahl $Re_{R, \min}^*$, Bild 2 - 3, Gleichgewichtspositionen näher zur Rohrmitte hin einnehmen, und die stoffliche Grenzschicht auf einen schmalen wandnahen Bereich beschränkt ist, folgt, daß die Partikelrotation bei stationärer Partikelbewegung im untersuchten Bereich der Rohr-Reynoldszahl $100 \leq Re_R \leq 1500$ die Grundvoraussetzung für die Erhöhung des Stofftransportes ist.

7.2.3 Zuordnung der Stoffübergangserhöhung zur Partikelrotation und zum Partikelschlupf

Die anteilmäßige Zuordnung der gemessenen Stoffübergangserhöhung wird abschätzungsweise dadurch versucht, daß man die von der Partikelrotation und die vom Schlupf verursachten Volumenverdrängungen bestimmt und mit der gemessenen Stoffübergangserhöhung in Bezug bringt.

Mit der im Anhang A1 abgeleiteten Gleichung läßt sich der Mitnahmetransport durch die Partikelrotation abschätzen.

$$V_{R,ges} = n \cdot V \cdot \frac{\pi d^3}{2} \cdot \frac{d_s}{d} \cdot \omega(r^*) \cdot n \quad (7 - 2)$$

Hierin bedeuten d_s die Dicke der Hüllschicht, die vereinfachend als konstant und mit der Winkelgeschwindigkeit der Kugel mitrotierend angesehen wird. Letztere ergibt sich aus dem örtlich herrschenden Schergradienten zu

$$\omega(r^*) = \frac{1}{2} \left| \frac{dw}{dr} \right|_{r^*} = 4 Re_R \cdot \frac{v}{4R^2} \cdot \left(\frac{r^*}{R} \right) \quad (7 - 3)$$

Ferner ist die Lage der Gleichgewichtsposition der Partikeln mit

$$\frac{r^*}{R} = \left(1 - \frac{d}{2R} \right) \left(\frac{\sqrt{2}}{2} + 0,064 \ln \frac{Re_R}{36} \right) \quad (7 - 4)$$

und die Zahl der Feststoffteilchen in der Meßstrecke mit

$$n = c_V \cdot \frac{6 R^2 \cdot L}{d^3} \quad (7 - 5)$$

bekannt. Nach Einsetzen der obigen Beziehung in Gleichung (7 - 2) findet man für die Ermittlung der ge-

samen durch die Partikelrotation bewegten Flüssigkeitsmenge die Formel

$$\dot{V}_{R,ges} = 3 \cdot \pi \cdot L \cdot v \cdot c_v \cdot Re_R \cdot \frac{ds}{d} \quad (7-6)$$

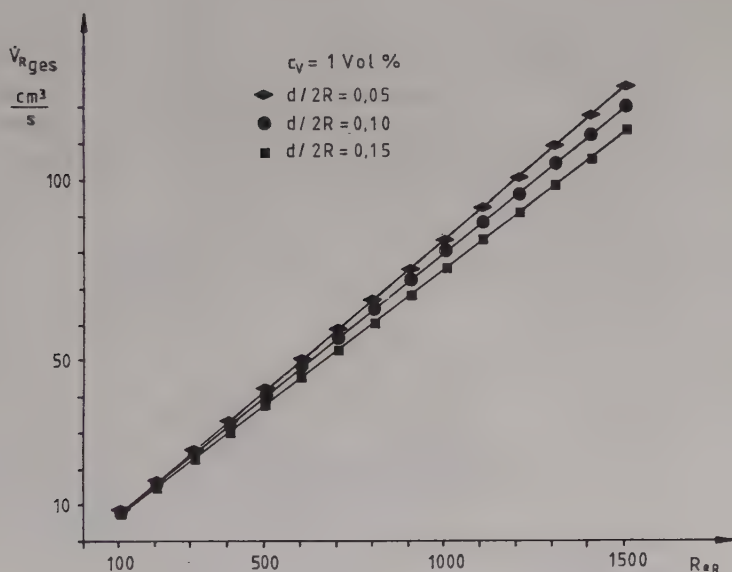
$$\left(1 - \frac{d}{2R}\right) \left(\frac{\sqrt{2}}{2} + 0,064 \cdot \ln \frac{Re_R}{36}\right)$$

Nach Gleichung (7 - 6) besteht für das radial am konvektiven Stofftransport beteiligte Flüssigkeitsvolumen eine lineare Abhängigkeit von der Feststoffkonzentration c_v , der Dicke der Solvathülle d_s und dem Durchmesser Verhältnis $d/2R$ sowie eine nicht lineare Abhängigkeit von der Reynoldszahl. Dies bedeutet, daß das geförderte Volumen und somit auch die Stoffübergangserhöhung im betrachteten Reynoldszahlenbereich wegen des Ausdruckes $(1 - d/2R)$ mit kleiner werdendem Durchmesser Verhältnis und überproportional mit der Rohr-Reynoldszahl zunimmt. Diese Aussagen gelten für den Fall, daß

- der Stofftransport konvektiv in der Flüssigkeitshüllschicht erfolgt und
- er dem Volumen der Flüssigkeitshüllschicht proportional gesetzt wird.

Zur Veranschaulichung der Gl. (7 - 6) sind in Bild 7 - 8 die für verschiedene Durchmesser Verhältnisse $d/2R$ und für die willkürliche Annahme $d_s/d = 0,01$ berechneten, mit der Kugel mitrotierenden Flüssigkeitsvolumina dargestellt.

Bild 7 - 8 Mitotierende Flüssigkeitsvolumina $\dot{V}_{R,ges}$ in Abhängigkeit von der Rohr-Reynoldszahl Re_R mit dem Durchmesser Verhältnis $d/2R$ als Parameter



Der durch den Partikelschlupf verdrängte Volumenstrom läßt sich unter der Voraussetzung, daß die Stromlinien der im Kettenverband transportierten Partikeln geschlossen sind /75,80/ berechnen mit dem Ansatz

$$\dot{V}_{V,ges} = n \cdot \dot{V}_S = n \cdot \frac{\pi \cdot d^2}{4} \cdot \Delta w \quad (7 - 7)$$

und mit dem Partikelschlupf nach Simha /27/

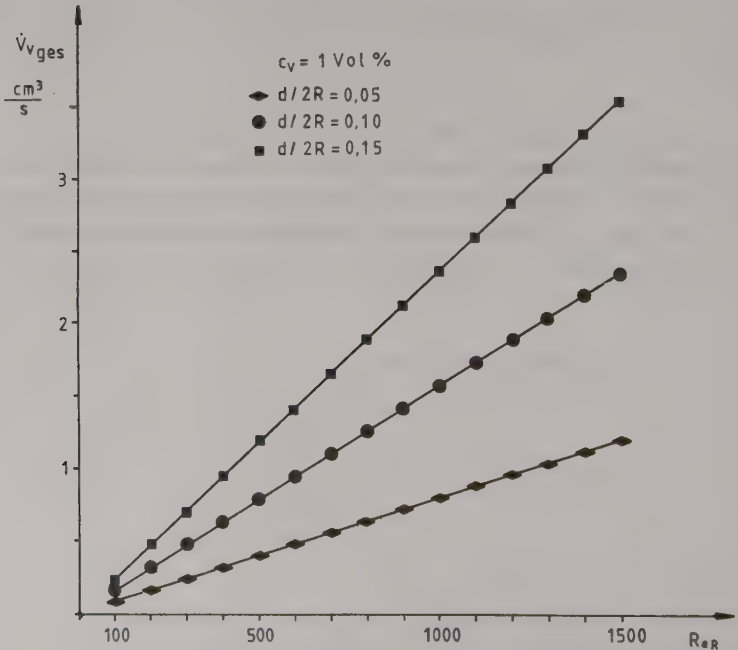
$$\Delta w = \frac{2}{3} \cdot \left(\frac{d}{2R} \right)^2 \cdot w(0) = \frac{4}{3} \cdot \frac{v_L}{2R} \cdot Re_R \cdot \left(\frac{d}{2R} \right)^2 \quad (2 - 1)$$

zu

$$\dot{V}_{V,ges} = \frac{\pi}{2} \cdot c_V \cdot v_L \cdot L \cdot Re_R \cdot \frac{d}{2R} \quad (7 - 8)$$

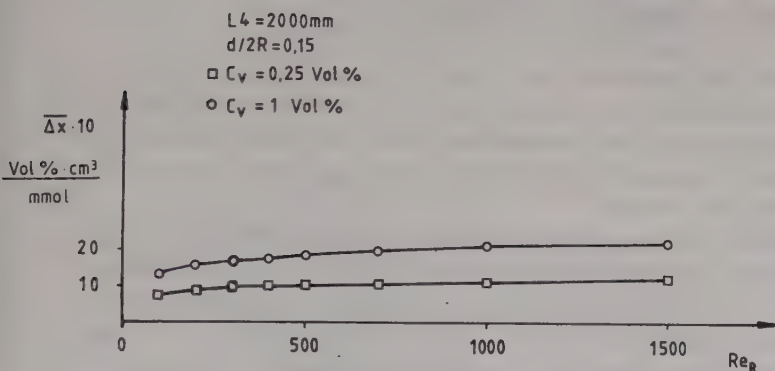
Im Gegensatz zu den durch Gl. (7 - 6) wiedergegebenen Abhängigkeiten des durch die Partikelrotation transportierten Flüssigkeitsvolumens ergibt sich das infolge des Partikelschlupfes verdrängte Volumen als lineare Funktion der bei den eigenen Versuchen variierten Parameter, siehe Bild 7 - 9.

Bild 7 - 9 Durch den Partikelschlupf verdrängte Volumenströme $\dot{V}_{V, ges}$ in Abhängigkeit von der Rohr-Reynoldszahl Re_R mit dem Durchmesser Verhältnis $d/2R$ als Parameter



Betrachtet man nun die Partikelrotation oder den Partikelschlupf als alleinige Ursache der Stoffübergangserhöhung, dann müßten die in Kap. 4.3 besprochenen Versuchsergebnisse die durch Gl. (7 - 6 oder 8) wiedergegebenen Tendenzen wenigstens in grober Näherung aufweisen.

Bild 7 - 10. Stoffübergangserhöhung $\overline{\Delta x}$ als Funktion der Rohr-Reynoldszahl



Dies ist, wie Bild 7 - 10 beispielhaft zeigt, bei den eigenen Experimenten nicht der Fall. Insbesondere wird der Einfluß der Rohr-Reynoldszahl Re_R und das Verhältnis Partikel- zu Rohrdurchmesser $d/2R$ auf die Stoffübergangserhöhung $\overline{\Delta x}$ durch Gl. (7 - 6) nicht in der experimentell ermittelten Abhängigkeit wiedergegeben, siehe auch Bild 4 - 10.

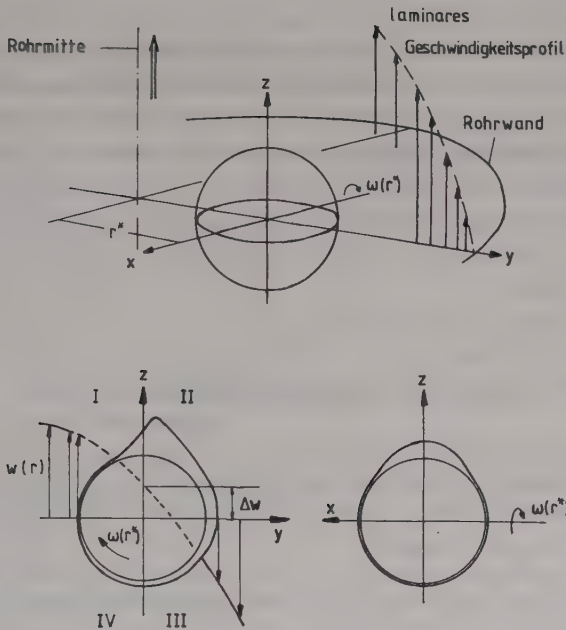
Zur Verdeutlichung dieser Feststellung ist in Bild 7 - 10 nicht die bezogene CO_2 -Konzentration im Trägergas $x_{A,S}/c_{E,S}$, sondern die Stoffübergangserhö-

hung $\overline{\Delta x}$ als Funktion der Rohr-Reynoldszahl Re_R aufgetragen. Da die Abhängigkeit der bezogenen CO_2 -Konzentration im Trägergas bei feststofffreier und feststoffbeladener Fluidströmung x_A/c_E und $x_{A,S}/c_{E,S}$ von der Rohr-Reynoldszahl im halblogarithmischen Maßstab durch fast parallele Geraden beschrieben wird, ergibt sich für die Stoffübergangserhöhung $\overline{\Delta x}$ eine geringfügig ansteigende, nach oben durchgebogene Kurve. Dies bedeutet, daß der Einfluß der Rohr-Reynoldszahl auf die Stoffübergangserhöhung anderen Gesetzmäßigkeiten als Gl. (7 - 6 oder 8) folgt. Dies gilt auch für die Einflüsse der Feststoffkonzentration c_v und des Durchmesserhältnisses $d/2R$.

Mit den Ansätzen nach Gl. (7 - 6 und 8) kann, wie oben dargestellt, keine prinzipielle Zuordnung der gemessenen Stoffübergangserhöhung zu einer der beiden bei stationärer Partikelbewegung möglichen Ursachen erzielt werden.

Dies ist zum einen sicher dadurch begründet, daß die Stoffübergangserhöhung nicht durch eine Einzelwirkung der Partikelrotation oder des Partikelschlupfes, sondern durch eine Überlagerung beider bewirkt wird. Insbesondere kann aus der in Abschnitt 7.2.2 gemachten Feststellung, daß die Rotation die Grundvoraussetzung für die Stoffübergangserhöhung darstelle, noch nicht abgeleitet werden, daß die Partikelrotation damit auch die hauptsächliche Ursache der Stoffübergangserhöhung ist. (Die Partikelrotation sorgt nach Bild 7 - 6 und 7 zunächst nur dafür, daß die Partikeln in einen vom Stoffübergang erfaßten Bereich in der Nähe der Rohrwand gelangen).

Bild 7 - 11 Schematische Darstellung der Hüllschicht



Zum anderen müssen auch die den Ansätzen nach Gl. (7 - 6 und 8) zugrunde gelegten Modellvorstellungen tiefergehend analysiert werden. Beispielsweise wurde für die Ermittlung des durch den Schlupf verdrängten Flüssigkeitsvolumenstromes die von Simha /27/ mit bei der eigenen Versuchsanlage nicht zutreffenden Vereinfachungen

- schleichende Strömung, sehr kleine Verhältnisse von Kugel- zu Rohrdurchmesser (unendlich ausgedehntes Fluid),

- keine Berücksichtigung der Lage der Kugel im Rohr und
 - keine Berücksichtigung benachbarter Kugeln; etwa beim Transport der Partikeln im Kettenverband
- abgeleitete Beziehung Gl. (2 - 1) benutzt.

Auch der im Anhang A 1 abgeleiteten Gl. (7 - 2) für das mitrotierende Flüssigkeitsvolumen $\dot{V}_R$ liegen offenbar unzulässige Vereinfachungen der Umströmungsverhältnisse in der Nähe einer sich translatorisch bewegend und rotierenden Kugel zugrunde:

- konstante Dicke der Hüllschicht ohne Berücksichtigung der Verengung der Hüllschicht an den Polen und ungleiche Ausbildung an der An- und Abströmseite der Kugel
- linearisiertes Geschwindigkeitsprofil in der Hüllschicht und
- Vernachlässigung des Partikelschlupfes.

Im Gegensatz zur ebenen Modellvorstellung und den oben aufgezählten Vereinfachungen wird die Kugel mit einem Schlupf Δw in der Flüssigkeit transportiert. Dies bedeutet, daß

- die Kugel eine Anström- und eine Abströmseite aufweist (Anströmpunkt z.B. zwischen Quadranten III und IV)
- das linearisierte Strömungsprofil nicht mehr symmetrisch zur Pollinie (Punkt 4) verläuft
- auf der Abströmseite (Punkt zwischen Quadranten I und II) mit zunehmenden Partikel-Reynoldszahlen eine Verbiegung der Stromlinien nach rechts erfolgt und
- die Hüllschicht stark unterschiedliche Dicken aufweist.

Wegen der fehlenden quantitativen Beschreibung der Strömungsverhältnisse an einer Kugel sollte eine quantitative Erfassung der beim Stoffübergang in laminar strömenden Fest/Flüssig Suspensionen zu erwartenden Stoffübergangserhöhung derzeit noch nicht versucht werden.

Bei der Analyse, die anhand der ebenen Modellvorstellung in qualitativer Weise durchgeführt worden ist, muß also entgegen der Praxis der anderen Autoren /15, 78/ auch der durch den Partikelschlupf erzeugte Volumenstrom und/oder eine Überlagerung der beiden Einflußgrößen als Hauptursachen der gemessenen Stoffübergangserhöhung in Betracht gezogen werden.

7.3 Stoffübergangserhöhung bei instationärer Partikelbewegung

Im Gegensatz zu der im vorhergehenden Abschnitt erläuterten Stoffübergangserhöhung bei stationärer Partikelbewegung (Versuche mit der hydraulischen Anlauf- $L_4 = 2$ m) kommt es bei den Versuchsreihen ohne hydraulische Anlauf- L_4 zu einer Überlagerung des stofflichen Anlaufes, der Ausbildung des parabolischen Geschwindigkeitsprofils des Trägerfluids und der instationären Partikelbewegungen. Da die Ausbildung des parabolischen Geschwindigkeitsprofils auf maximal zehn Prozent der Meßstrecke beschränkt ist und wegen der insgesamt hohen Schmidt-Zahlen, wie in Abschnitt 4.2.4 ausführlich erläutert, keinen Einfluß auf die gemessene CO_2 -Konzentration hat, kann der im Vergleich zu den Versuchen mit $L_4 = 2$ m beachtliche Anstieg der Stoffübergangserhöhung nur durch die instationären Partikelquerbewegungen hervorgerufen werden.

Wegen der Vielzahl der während der Fest/Flüssig-Entmischung in schwach konzentrierten Suspensionen ausserdem möglichen und vermutlich auch ablaufenden Bewegungsvorgängen (Kettenbildung, Kollision etc.) gelingt hier lediglich eine qualitative Bewertung der in Kap. 2.2.3 genannten Ursachen.

In Bild 7 - 12 sind nachstehend die Bewegungsabläufe während der Fest/Flüssig-Entmischung für verschiedene Zeiten stark vereinfacht dargestellt. Die Partikeln sind voraussetzungsgemäß bei Eintritt in die Stoffübergangsmeßstrecke gleichmäßig über den Rohrquerschnitt verteilt. Infolge der an der Rohrwand wesentlich stärkeren Querkräfte vollzieht sich im Bereich $r^* \leq r \leq R$ die Entmischung sehr schnell, wobei die Partikeln in ihrer Rotation verzögert, in ihrer Translationsgeschwindigkeit dagegen beschleunigt werden. Da die Fest/Flüssig-Entmischung der wandnahen Zone wesentlich schneller vor sich geht als die Entmischung der Kernströmung, finden die von der Wandregion kommenden Partikeln praktisch unbehindert in der Gleichgewichtszone Platz.

Fest/Flüssig-Entmischung in drei Einzelanteile aufspalten, deren Einfluß auf die Stoffübergangserhöhung mit Hilfe der theoretisch berechneten Konzentrationsprofile getrennt bewertet werden kann:

- verdrängtes Flüssigkeitsvolumen durch Partikelbewegungen von der Rohrwand nach innen zur Gleichgewichtszone
- verdrängtes Flüssigkeitsvolumen durch Partikelbewegungen von der Rohrachse nach außen zur Gleichgewichtszone
- verdrängtes Flüssigkeitsvolumen durch Axialschwingungen und Pendelbewegungen

Aufgrund der Kenntnis der Entmischungsweglängen und der Konzentrationsprofile (in Abhängigkeit von z) muß das durch die Querbewegung der Teilchen verdrängte Flüssigkeitsvolumen unter Einbeziehung des Durchmesserverhältnisses $d/2R$ bewertet werden, da die Entmischungsweglängen und das davon beeinflusste verdrängte Flüssigkeitsvolumen von $d/2R$ abhängen.

Bild 7 - 13 a

Vergleich des Entmischungsweges
und der stofflichen Grenzschicht
 $Re_R = 1000$

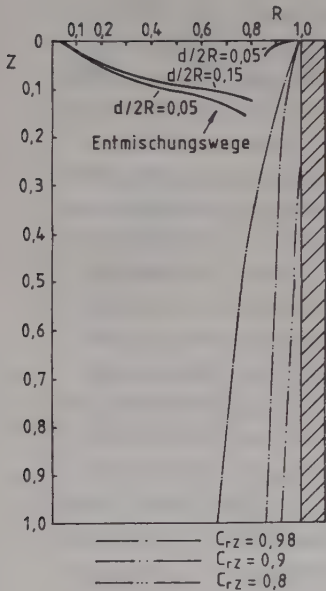
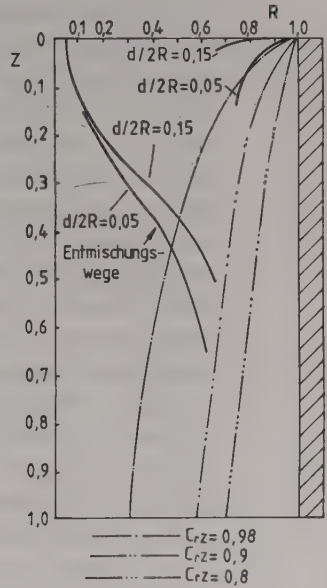


Bild 7 - 13 b

Vergleich des Entmischungsweges
und der stofflichen Grenzschicht
 $Re_R = 100$



Nach Bild 7 - 13a und 13b findet die Querbewegung der Partikeln von der Wand zur Gleichgewichtszone in einem von der stofflichen Grenzschicht bereits erfaßten Strömungsgebiet statt. In jedem Fall ist der Entmischungsweg relativ kurz und der in der stofflichen Grenzschicht herrschende Konzentrationsgradient sehr ausgeprägt. Deshalb kann von dieser wandnahen Fest/Flüssig-Entmischung nur ein begrenzter Effekt ausgehen.

In gesteigertem Maße gilt dies auch für Partikeln, die auf ihrem Weg von der Kernströmung zur Gleichgewichtszone Flüssigkeit verdrängen. Diese Entmischungsweg

übertreffen die Strecke, die von Teilchen zwischen Rohrwand und Gleichgewichtslage zurückgelegt werden muß bei weitem, liegen dafür aber fast ausschließlich in einem Strömungsgebiet, das von der stofflichen Grenzschicht nicht oder nur teilweise erfaßt wird.

Die bei der Bildung der Kugelketten auftretenden Axialschwingungen und Pendelbewegungen müssen schließlich ebenfalls als eine mögliche Ursache für die zusätzliche Stoffübergangserhöhung bei instationären Partikelbewegungen angesehen werden. Wie die Bilder 7 - 6 und 7 anschaulich darlegen, finden diese Schwingungen und Partikelbewegungen innerhalb der stofflichen Grenzschicht statt. Da die stationäre Bewegung der Kugelketten mit definierten Kugelabständen, Schlupf- und Winkelgeschwindigkeiten wegen der langen Entmischungswege der zwischen Rohrachse und Gleichgewichtszone transportierten Partiklen durch seitlich ankommende Teilchen fortlaufend gestört wird, bleiben die Einschwingvorgänge im Gegensatz zur Querbewegung zwischen $r^* \leq r \leq R$ nicht auf ein kurzes Rohrstück begrenzt. Sie können daher auf einer wesentlich größeren Länge der Stoffübergangsmeßstrecke Beiträge für den Stoffübergang leisten.

7.4 Bemerkungen zur Modellvorstellung

Wie die vorausgehenden Abschnitte erkennen lassen, reichen die vorliegenden Ergebnisse der Fluidodynamik schwach konzentrierter Suspensionen noch nicht aus, die Stoffübergangserhöhungen bei stationären und instationären Partikelbewegungen quantitativ vollständig zu erfassen. Es fehlen derzeit noch weitergehende Grundlagenuntersuchungen der Fluidodynamik in dem hier experimentell belegten Parameterbereich.

Dies trifft speziell auch für die theoretischen Arbeiten zu, die sich bisher auf extreme Parameterkombinationen beschränken und daher kaum auf die eigenen Versuche übertragbar sind. So berichtet Ermert /79/ über den Partikelschlupf und über die experimentell schwer angehbare Rotation für Reynoldszahlen ≤ 10 und für sehr große Durchmesser verhältnisse. Angaben zum Verlauf der Stromlinien, die unter Umständen Auskunft über die Dicke der mitrotierenden Solvathülle geben können, liegen ebenfalls nur für $Re_p \leq 10$ von Poe /80/ vor.

Bemerkenswert ist ferner, daß nicht sämtliche Partikelbewegungen generell eine Stoffübergangserhöhung bewirken. Nach Untersuchungen von Colton /81,82/ wird bei der Blutströmung zwar der Sauerstofftransport durch die Bewegung des Hämoglobins (rote Blutkörperchen) erhöht, nach übereinstimmenden Aussagen von Chmiels /83/ und Colton /60/ wirkt sich die Fest/Flüssig-Entmischung bei der Blutentgiftung in Membrandialysatoren jedoch negativ aus. Die Gründe hierfür scheinen darin zu liegen, daß die roten Blutkörperchen infolge der hohen Partikelkonzentration bis zu 50 % in der Gleichgewichtszone einen für die hochmolekularen Blutgifte nicht mehr passierbaren Wall bilden.

In Anbetracht der fehlenden Kenntnisse auf dem Gebiet der Fluidodynamik kann die eigene Modellvorstellung lediglich einen ersten Einblick in die komplexen Ursachen der Stoffübergangserhöhungen bieten. Sie zeigt zugleich, daß eine pauschale Zuordnung der Stoffübergangserhöhung allein auf die Partikelrotation, wie dies von Collingham /15/ und Keller /78/ ohne nähere Begründung vorgenommen wird, nicht statthaft sein kann.

8. Zusammenfassung

Ausgehend von der Fluidodynamik schwach konzentrierter Suspensionen und den Gesetzmäßigkeiten des Stoffüberganges im laminar durchströmten Rohr wurden experimentelle Untersuchungen über den Einfluß von mitbewegten Konvektionsanregern auf den Stoffaustausch in einem Membranschlauch angestellt. Die dabei gewonnenen Ergebnisse liefern Aussagen über die grundsätzlichen Abhängigkeiten des Stoffüberganges bei laminar strömenden feststofffreien und mit kugelförmigem Feststoff beladenen Flüssigkeiten.

So erhöht sich bei den Versuchen mit destilliertem Wasser und wässrigen NaCl-Lösungen der konvektive Stoffübergang sowohl mit der Erhöhung der Rohr-Reynoldszahl als auch mit größeren CO_2 -Eintrittskonzentrationen c_E in bekannter Weise.

Das Anwachsen der CO_2 -Eintrittskonzentration c_E ruft bei beiden Versuchsarten eine Steigerung der Konzentration im Trägergas x_A im Verhältnis der c_E -Werte hervor. Dabei läßt sich der Stoffübergang durch eine zwanzigfache Steigerung der Rohr-Reynoldszahl nur um den Faktor 1,4 (Wasserversuche) und 1,49 (Salzwasser) anheben.

Eine weitere Abhängigkeit des Stoffüberganges bei feststofffreien Fluiden von der hydraulischen Anlauflänge kann durch die eigenen Messungen wegen der relativ hohen Schmidt-Zahlen nicht bestätigt werden.

Durch die Zugabe inerter, kugelförmiger Feststoffteilchen konnte bei gleichbleibenden geometrischen Abmessungen der Stoffübergangsmeßstrecke ein im Vergleich zu feststofffreien Fluiden wesentlich erhöhter Stoffübergang festgestellt werden. Neben der Partikelkonzentration und dem Partikeldurchmesser übt auch die Länge der hydraulischen Anlaufstrecke - dies im Gegensatz zur feststofffreien Fluidströmung - einen wesent-

lichen Einfluß auf den Stoffübergang aus. Durch die Vorschaltung entsprechend langer hydraulischer Anlaufstrecken kann die bekannte Fest/Flüssig-Entmischung auf die hydraulische Anlaufstrecke beschränkt werden oder in die Stoffübergangsmeißstrecke verlagert werden. Hierdurch gelang eine erste Aufschlüsselung der Versuchsergebnisse in zwei Gruppen, die der Stoffübergangserhöhung bei stationärer Partikelbewegung und bei instationärer Partikelbewegung.

Während die Stoffübergangserhöhung in laminar strömenden, schwach konzentrierten Suspensionen mit theoretisch abgeleiteten Gesetzmäßigkeiten nicht erfassbar ist, stehen für die Überprüfung des gemessenen Stoffüberganges in feststofffreien Strömungen eine ganze Reihe theoretischer Lösungsansätze zur Verfügung.

Die in der Literatur gefundenen Lösungen für das Konzentrationsfeld im laminar durchströmten Rohr und vor allem die daraus abgeleiteten Stoffübergangsgesetze in Form von Sherwood-Korrelationen, lieferten selbst für den einfachsten Fall der Randbedingungen stark divergierende Ergebnisse. Dies führte dazu, daß die Bilanzgleichungen für die Nichtpermeat- und Permeatseite allgemein und für vereinfachte Randbedingungen mit Hilfe eines iterativen Crank-Nicolson Verfahrens gelöst werden mußten. Die dabei gefundene gute Übereinstimmung der theoretischen und experimentellen Ergebnisse gestattet bei weiterführenden Untersuchungen eine wesentliche Reduzierung des Versuchsumfanges.

Die Kenntnis der Fluidodynamik schwach konzentrierter Suspensionen und der sich einstellenden radialen und axialen Konzentrationsverläufe bei vergleichbaren Strömungsverhältnissen ohne Feststoffe führte über Modellvorstellungen zu einer weiteren Aufschlüsselung

der gemessenen Stoffübergangserhöhung bei stationärer Partikelbewegung in

- Stoffübergang bei rotierenden Partikeln und
- Stoffübergang bei nicht rotierenden Partikeln.

Allerdings muß auf eine detaillierte Bewertung der genannten Ursachen der Stoffübergangserhöhung vorläufig verzichtet werden, bis daß die fluiddynamischen Erkenntnisse über die Größe der Hüllschicht vertieft worden sind.

Zusammenfassend darf gesagt werden, daß die eingangs genannten Ziele der Arbeit

- Untersuchung des Einflusses der wichtigsten Parameter auf den Stoffübergang
- Überprüfung der eigenen Ergebnisse mit theoretischen Gesetzmäßigkeiten des Stoffübergangs im laminar durchströmten Rohr
- Erstellung eines Modells zur Einordnung des Stoffübergangs in schwach konzentrierten, laminar strömenden Suspensionen

erreicht werden konnten. Angesichts der Vielzahl der möglichen Einflußgrößen und der Überlagerung komplexer Strömungs- und Bewegungsvorgänge stellt dies einen wesentlichen Schritt in Richtung einer vollständigen und detaillierten Erfassung aller Ursachen für die Stoffübergangserhöhungen dar.

9. Literaturverzeichnis

- /1/ West, J.B. Lung biology in health and disease
Bioengineering aspects of the lung
Marcel Dekker Inc. New York/Basel
(1977)
- /2/ Bauer, H.F. Diffusion und Konvektion im Kreis-
rohr bei konstanter Flüssigkeits-
resorption über die Wand
CIT 47 (1975) 23, 989
- /3/ Strathmann, H. Struktur und Funktion von Membra-
nen für die künstliche Niere
CIT 49 (1977) 5, 412 - 418
- /4/ Matz, R. Pressure driven membrane processes
Zisner, E. in the treatment of industrial
Herscovici, G. effluents
Desalination 24 (1978) 113 - 118
- /5/ Effelsberg, H. Recycling von Werkstoffen durch
Kriegel, E. Ultrafiltration
Techn. Mitt. Krupp Werksberichte
35 (1977) H 2
- /6/ Main, O.J. Membrane processes for water
treatment
Power Engng. (1977) 7, 70 - 73
- /7/ Rautenbach, R. Die Gewinnung von Süßwasser aus
Hoeck, H. dem Meer
CIT 44 (1972) 20, 1145 - 1148
- /8/ Heyd, R.L. Separation of H_2S from N_2 by
Mc Candless, F.P. selective permeation through
polymeric membranes
J. of Membrane Science 2 (1977)
375 - 389
- /9/ Brian, P.L.T. Concentration polarization in
reverse osmosis desalination with
variable flux and incomplete salt
rejection
J & EC Fundamentals 4 (1965) 4,
439 - 445
- /10/ Hampe, M. Zur Stoffdurchlässigkeit von Mem-
branen bei der Hyperfiltration
Diplomarbeit am Institut für Ther-
mische Verfahrenstechnik
TU Clausthal 1976
- /11/ Rautenbach, R. Ultrafiltration und Umkehrosmose -
Rauch, K. Grundlagen und technische Anwen-
dungen
vt - Verfahrenstechnik - 12 (1978) 5,
309 - 315

- /12/ Shen, I.S.
Probstein, R.F.

Turbulence promotion and hydrodynamic optimization in an hyperfiltration process
Ind.Eng.Chem.Process Des.Dev.
Vol 18 (1979) No.3, 547 - 554
- /13/ van der Waal, M.I.
van der Velden, R.M.
König, I.

Use of fluidised beds as turbulence promoters in tubular membrane systems
Desalination 22 (1977) 465 - 483
- /14/ Thomas, D.G.
Griffith, W.L.
Keller, R.M.

The role of turbulence promoters in hyperfiltration plant optimization
Desalination 9 (1971) 33 - 55
- /15/ Collingham, R.E.

Mass transfer in flowing suspensions
Ph.D. Thesis University of Minnesota 1968
- /16/ Postlethwaite, I.

Wall mass transfer in horizontal slurry Pipelines
Ca.Journal of Chemical Engng.
53, (1975) 2, 31 - 35
- /17/ Schneider , S.

Der Einfluß von ruhenden und mitbewegten Turbulenzanregern auf den Stoffübergang in Membranmodulen
Studienarbeit am Institut für Thermische Verfahrenstechnik
TU Clausthal 1979
- /18/ Bauckhage, K.

Zur Entmischung nicht sedimentierender Suspensionen bei laminarer Rohrströmung
Dissertation TU Clausthal 1973
- /19/ Bauckhage, K.

Untersuchung von Schlupf und Winkelgeschwindigkeit frei im Rohr mitströmender Kugeln und Kugelsketten bei laminarer Rohrströmung
Abschlußbericht DFG Forschungsvorhaben, TU Clausthal 1977
- /20/ Durand, R.

Basic relationship of the transportation of solids in pipes - experimental research
Proc. Minnesota Int. Hydraul. Conv. (1953) 89
- /21/ Poiseuille, J.L.M.

Recherches sur les causes du mouvement du sang dans les vaisseaux capillaires
Ann. des Sci. natur
- /22/ Segré und
Silberberg

Radial particle displacement in Poiseuille-flow of suspensions
Nature 189 (1961) No. 4760,
Jan. 21, 209 - 210

- /23/ Segré und Silberberg Behaviour of macroscopic spheres in Poiseuille-flow. Part 1: Determination of local concentration by statistical analysis of particle passages through crossed lights beams
J. Fluid Mech. 14 (1962) 115 - 135
Part 2: Experimental results and interpretation. *ibid.* 136 - 137
- /24/ Maude, A.D. Particle migrations in suspensions flows
J. Fluid Mech. 30 (1967) 3, 601 - 621
- /25/ Jeffrey, R.C. Particle motion in Poiseuille-flow
Ph. D. theses University of Cambridge 1964
- /26/ Sand, P. Entmischungseffekte in nicht sedimentierenden Suspensionen runder Teilchen
Diss. TH Aachen (1963)
- /27/ Simha, R. Untersuchungen über die Viskosität von Suspensionen und Lösungen
Kolloid Zeitschrift 76 (1936) 1, 16 - 19
- /28/ Schäfer, A. Untersuchungen über das Fließverhalten nicht sedimentierender Kunststoff suspensionen in runden Rohren
Dissertation TU Darmstadt 1969
- /29/ Bauckhage, K. Fest/Flüssig-Entmischungen beim hydraulischen Feststofftransport
2. Int. Kongreß für Meeresforschung und Meeresnutzung
Kongreß-Berichtswerk Bd. 1, 1973
- /30/ Kriegel, E. Hydraulischer Transport körniger Feststoffe durch waagerechte Rohrleitungen
Brauer, H. VDI-Forschungsheft 515 (1966)
- /31/ Carson, P.I. Diffusion in liquids and gases
Dunlop, P.I. J. Chem. Phys. 56 (1972) 531
Bell, T.N.
- /32/ Haase, R. Transportvorgänge
Dr. Dr. Steinkopff-Verlag, Darmstadt 1973
- /33/ Brauer, H. Stoffaustausch einschließlich chemischer Reaktionen
Verlag Sauerländer, Aarau und Frankfurt/Main 1971

- /34/ Plass, L. Wärmeübergang und Druckverlust
bei Feststoff/Flüssig-Suspensionen
feiner Teilchen im gesamten
pumpfähigen Konzentrationsbereich
Diss. Universität Erlangen 1972

- /35/ Zisselmar, R. Experimentelle Untersuchungen
zum Turbulenzverhalten der
Suspensionsrohrströmung
Diss. Universität Erlangen 1978

- /36/ Barrer, R.M. Permeation, diffusion and solution
of gases in organic polymers
Trans. Faraday Soc. 35 (1939) 629 - 643

- /37/ Strathmann, H. Anwendung von Membranprozessen zur
Trennung molekularer Gemische
CIT (1978) 8, 333

- /38/ Li, N.N.
Long, R.B.
Henley, H.I. Membrane separation process
Industrial and Engng. Chemistry
57 (1965) 3, 18 - 29

- /39/ Stern, S.A.
Mullhaupt, I.T.
Gareis, P.I. The effects of pressure on the
permeation of gases and vapors
through Polyethylene. Usefulness
of the corresponding states principles
AiChE Journal 1 (1969) 64 - 73

- /40/ Enochides, S.K.
Henley, E. Permeation of Ethane through
Polyethylene at low temperatures
and elevated pressure
AiChE Journal 17 (1971) 4, 880 - 885

- /41/ Postlethwaite, I.
Holdner, D.N. Wall mass transfer in vertical
and horizontal slurry pipelines
The Can. Journal of Chem. Engng.
54 (1976) 8, 255

- /42/ Brandon, C.A.
Thomas, D.G. Effect of particle diameter and
fluid velocity on the interaction
of particles with fluid near the
wall
Fourth Int. Heat Conference Paris/
Versaille 1970 Paper CT 2.1

- /43/ Collingham, R.E.
Blackshear, P.L.
Eckert, E.R.G. Mass transfer in Flowing suspensions
Fourth Int. Heat Conference Paris/
Versailles 1970 Paper CT 2.2

- /44/ Obermayer, A. Experimentelle Untersuchungen
des Stoffüberganges in Suspensionen
Diplomarbeit am Institut für
Thermische Verfahrenstechnik,
TU Clausthal 1976

- /45/ Ebert, F. Abschätzungen zur turbulenten Strömung von Suspensionen in Rohrleitungen und Apparaturen Verfahrenstechnik 8 (1974) 2, Sonderdruck
- /46/ Stern, S.A. The permeation of gases through hollow Silicone rubber fibers: Onorato, F.I. Effect of fiber elasticity on Libove, Ch. gas permeability AiChE Journal, Vol.23 (1977) No. 4, July 567
- /47/ Bauckhage, K. 1. Zwischenbericht zum DFG-Vorhaben 542/5, Kennwort: "Stoffübergang in Suspensionen" Haase, B. Universität Bremen, Fachbereich Verfahrenstechnik 1980
- /48/ Tang, Th.E. Mass transfer of dissolved gases through tubular membrane Hwang, S.T. AiChE Journal Vol 22, Nr. 6 (1976) 1000 - 1006
- /49/ Börnstein, L. Transportphänomene I Springer Verlag 1964
- /50/ Gertz, K.H. Diffusionskoeffizienten in Wasser Loeschke, H.H. Ztg. Naturforscher 11b (1956) 61
- /51/ Kast, W. Konvektive Wärme- und Stoffübertragung Springer Verlag Berlin/Heidelberg/New York 1974
- /52/ Nunge, R.I. Axial conduction in the fluid streams of multistream heat exchangers Porta, E.W. Gill, W.N. Chem.Eng.Progr.Symp.Series 63 (1967) No 77
- /53/ Faghri, M. Analysis of heat transfer, including axial fluid conduction for laminar tube flow with arbitrary circumferential wall flux variation Int.J.Heat Mass Transfer Vol 21 (1978) 317
- /54/ Graetz, L. Über die Wärmeleitungsfähigkeit von Flüssigkeiten Ann. der Physik 18 (1883) 79 - 94
- /55/ Graetz, L. Über die Wärmeleitungsfähigkeit von Flüssigkeiten Ann. der Physik 25 (1885) 337 - 352

- /56/ Nusselt, W. Die Abhängigkeit der Wärmeübergangszahl von der Rohrlänge
Zeitschrift VDF 54 (1910)
1154 - 1158
- /57/ Schenk, I. Heat transfer in laminar flow
Dumore, I. through cylindrical tubes
Appl. Sci. Res. Section A (1953)
4, 39 - 51
- /58/ Siedeman, S. Heat transfer in laminar flow
Luss, D. in circuit and flat conduits with
Peck, R.E. constant surface resistance
Appl. Sci. Res. Section A, Vol 14
(1964/65) 157
- /59/ Davis, H.R. Mass transfer from small capil-
Parkinson, G.V. laries with wall resistance in
the laminar flow regime
Appl. Sci. Res. Section A (1970) 20
- /60/ Colton, C.K. et al. Diffusion of Urea in flowing
blood
AiChE Journal 17 (1971) 4, 800 - 808
- /61/ Cooney, D.O. Analysis of mass transfer in
Kim, S.S. hemodialyzers for laminar blood
Davis, E.J. and homogeneous dialysate
Chem. Engng. Science (1974) Vol 29,
1731 - 1738
- /62/ Kays, W.M. Numerical solutions for laminar
flow heat transfer in circular
tubes
Transactions of the ASME (1955)
11, 1266
- /63/ Churchill, S.W. Comprehensive correlating equa-
tions for heat, mass and momentum
transfer in fully developed flow
in smooth tubes
Ind. Eng. Chem. Fundam., 16 (1977)
1, 109
- /64/ Tiedt, W. Berechnung des laminaren und tur-
bulenten Reibungswiderstandes
konzentrischer und exzentrischer
Ringspalte
Chemiker-Ztg./Chem. Apparatur,
90 (1966) Nr. 23, 813
- /65/ Davis, E.J. Exact solutions for a class of
heat and mass transfer problems
The Canadian Journal of Chem. Engng.
Vol 51 (1973) 562 - 572

- /66/ Albasingy, E.L. On the numerical solution of a cylindrical heat-conduction problem
Quart. Journ. Mech. and Appied Math. Vol 13 (1960) Pt 3, 375
- /67/ Hufschmidt, W. Die Bestimmung örtlicher und mittlerer Wärmeübergangszahlen in Rohren bei hohen Wärmestromdichten
Burck, E. J.Heat Mass Transfer, Vol 9
Riebold, W. (1966) 539
- /68/ Rautenbach, R. Membrantrennverfahren
Albrecht, R. Verlag Otto Salle
Frankfurt, Berlin, München 1981
- /69/ Hirschmann, C. Calculation of Mass Transfer through Tubular Membrane with finite Geometry
6 th Int. Congr. of Chem. Engng. Prag 1978, B 3.4
- /70/ Crank, J. A practical method for numerical evaluation of partial differential equations of the heat conduction typ
Nicolson, P. Proc. Chamb. Phil. Soc. 43 (1947) 50
- /71/ Richtmyer, R.D. Difference method for initial-value problems
Wiley (Interscience) 2nd edit., New York 1967
- /72/ Bronstein- Taschenbuch der Mathematik
Semendjajew Verlag Harri Deutsch,
Zürich und Frankfurt 1970
- /73/ Haase, B. Private Mitteilung der Meßwerte
Bremen 1982
- /74/ Hsu, G.C. Dialysis study of diffusion in a flowing suspension
Lindgren, R.G. AiChE Journal Vol 22 (1976)
et al. No. 4, 611 - 695
- /75/ Krone, Th. Möglichkeiten zur Untersuchung der Umströmung einer Kugel in einem vertikalen Rohr mit Kreisquerschnitt
Studienarbeit am Institut für Thermische Verfahrenstechnik, TU Clausthal 1977
- /76/ Pruppacher, H.R. An experimental determination of drag on a sphere at low Reynoldsnumbers
Steinberger Journal Appl. Physics 39 (1968)
9, 4129

- /77/ Pruppacher, H.R.
Le Clair
Hamielec
Some relations between drag and flow pattern of viscous flow past a sphere and a cylinder at low and intermediate Reynoldsnumbers
Journal Fluid. Mechan. 44 (1970) 4, 781
- /78/ Keller, K.H.
Effect of fluid shear on mass transport in flowing blood
Federation Proceedings Vol 30 (1971) No. 5, 1591 - 1599
- /79/ Ermert, U.
Eine Methode zur Lösung der vollen Navier-Stokes-Gleichung für Kugelketten in Poiseuille'scher Rohrströmung
Dissertation TU Clausthal 1975
- /80/ Poe, G.G.
Acirvos, A.
Closed-streamline flows past rotating single cylinders and spheres: inertia effects
J.Fluid Mech., Vol 72 (1975) 4, 605 - 623
- /81/ Colton, C.K.
Stroeve, P.
Mechanism of oxygen transport augmentation by hemoglobin
J. of Applied Physiology 35 (1973) Nr. 2, 307 - 309
- /82/ Colton, C.K.
Fundamentals of gas transport in blood in artificial lungs for acute respiratory failure
Academic Press, New York-San Francisco-London 1976
- /83/ Chmiel, H.
Medizinische Verfahrenstechnik
CIT 53 (1981) Nr. 4, 252

10. Formelzeichen und Indices

A	Konstante	cm^3/mmol
B _n	Koeffizient	
C	bezogene Moldichte	
c	Moldichte	mmol/cm^3
c _E	CO ₂ -Eintrittskonzentration in der Versuchsflüssigkeit (fest- stofffreies Fluid)	mmol/cm^3
c _{E,S}	CO ₂ -Eintrittskonzentration in der Versuchsflüssigkeit (Sus- pensionsversuche)	mmol/cm^3
c _v	volumetrische Feststoffkon- zentration	Vol%
D	Diffusionskoeffizient	cm^2/s
d	Partikeldurchmesser	cm
d _s	Hüllschichtdicke	cm
F	Membranoberfläche	cm^3
f	Funktion	
g	Erdbeschleunigung	cm^2/s
H	Henry-Koeffizient	$\text{mmol}/\text{cm}^3 \cdot \text{mbar}$
K	Konstante	cm^3/mmol
L	Länge der Stoffübergangsmeßstrecke	cm
L _{1,2,4}	hydraulische Anlaufänge	cm
N _h	Zahl der Partikeln	
n	Zähler	
$\dot{N}$	Molstrom	mmol/s
$\dot{n}$	Molstromdichte	$\text{mmol}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$
P _M	Permeationskoeffizient	$\text{mmol}/\text{s} \cdot \text{mbar} \cdot \text{cm}$
p	Partialdruck	mbar
p ₀	Umgebungsdruck	
Δ p	Druckverlust	mbar
R	Rohrradius	cm
r	Radienkoordinate	cm
r*	Gleichgewichtsposition	
r _M	Außendurchmesser des Membran- schlauches	cm

r_a	Innendurchmesser der stoffun- durchlässigen äußeren Begrenzung	cm
$\dot{V}_R$	Mitnahmetransport durch Parti- kelrotation	cm^3/s
$\dot{V}_V$	durch Partikelschlupf verdräng- tes Volumen	cm^3/s
r	Reaktionsstromdichte	$\text{mmol}/\text{cm}^3 \cdot \text{s}$
s	Standardabweichung	
s_M	Membrandicke	cm
T	absolute Temperatur	$^{\circ}\text{K}$
T_n	Koeffizient	
t	Zeit	s
V	Volumen	cm^3
$\dot{V}$	Volumenstrom	cm^3/s
$w(0)$	Strömungsgeschwindigkeit in der Rohrmitte	cm/s
$w(r)$	Strömungsgeschwindigkeit	cm/s
$\bar{w}$	mittlere Strömungsgeschwindigkeit	cm/s
$w_{\min}$	kritische Fördergeschwindigkeit	cm/s
Δw	Schlupf zwischen Partikel und Fluid	cm/s
x	Ortskoordinate	cm
x_A	CO_2 -Austrittskonzentration im Trärgas (feststofffrei Fluid)	cm^3/cm^3
$x_{A,S}$	CO_2 -Austrittskonzentration im Trärgas (Suspensionsversuche)	cm^3/cm^3
$\frac{\Delta x}{\Delta x}$	Stoffübergangserhöhung	cm^3/mmol
$\bar{\Delta x}$	mittlere Stoffübergangserhöhung	cm^3/mmol
Z	bezogene Axialkoordinate	
z	Axialkoordinate	cm
β	Stoffübergangskoeffizient	cm/s
δ	partiell Differential	
Δ	maximaler Fehler einer Größe	
η	dynamische Zähigkeit	$\text{gr}/\text{s} \cdot \text{cm}$
θ_M	mittlere Austrittskonzentration nach Tang und Hwang /48/	
μ	Molmasse	gr/mmol
ν	kinematische Zähigkeit	cm^2/s

ρ	Massendichte der Partikeln	gr/cm ³
ρ_L	Massendichte der Flüssigkeit	gr/cm ³
φ	Winkelkoordinate	
ψ	Widerstandszahl	
$\omega(r)$	Rotationsgeschwindigkeit der Partikeln	1/s

Indices

A	Austritt aus der Stoffübergangsmeßstrecke
E	Eintritt in die Stoffübergangsmeßstrecke
G	Trägergasstrom
ges	gesamt
L	Flüssigkeit
M	Membran
R	Rohr
S	Suspension
W	Wand
1	Nichtpermeatseite (Flüssigkeitsseite)
2	Permeatseite (Trägergasseite)
100	Rohr-Reynoldszahl = 100
2000	Rohr-Reynoldszahl = 2000

Dimensionslose Kenngrößen

$$x = \frac{LR}{Re_R \cdot Sc} \quad \text{Einlaufkennzahl}$$

$$E = \frac{P_M}{D_L \cdot H_L} \cdot \frac{1}{\frac{r_a}{R}} \quad \text{Systemparameter}$$

$$K = \frac{L/2R}{Re_R \cdot Sc} \quad \text{Einlaufkennzahl}$$

$$Pe = Re_E \cdot Sc$$

Pecletzahl

$$Re_R = \frac{w(0) \cdot R}{\nu}$$

Rohr-Reynoldszahl

$$Sc = \frac{\beta}{D_L}$$

Schmidt-Zahl

$$Sh = \frac{\beta \cdot 2R}{D_L}$$

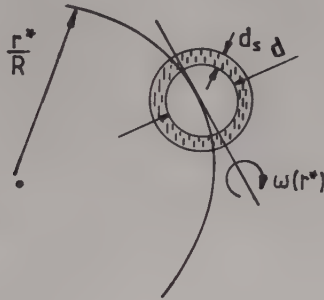
Sherwoodzahl

$$Sh_W = \frac{P^* \cdot 2R}{D}$$

Wandsherwoodzahl

Anhang A 1

Ableitung des durch Rotation geförderten Volumenstromes



Querschnittsfläche F_s :

$$F_s = \pi \left(\frac{d}{2} + d_s \right)^2 - \pi \frac{d^2}{4}$$

Mit der Umfangsgeschwindigkeit w_u der um die eingezeichnete Achse rotierenden Kugel folgt der durch die Partikelrotation nach innen und außen transportierte Volumenstrom $\dot{V}_s$:

$$\dot{V}_s = F_s \cdot w_s = F_s \frac{d}{2} \cdot \omega(r^*) = \frac{\pi}{2} d^3 \left(\frac{d_s}{d} + \frac{d_s^2}{d^2} \right) \omega(r^*)$$

und der insgesamt geförderte Volumenstrom

$$\dot{V}_{s,ges} = n \cdot \dot{V}_s = n \frac{\pi}{2} d^3 \left(\frac{d_s}{d} + \frac{d_s^2}{d^2} \right) \cdot \omega(r^*)$$

Wegen $d_s \ll d$ kann $(d_s/d)^2$ vernachlässigt werden. Mit den Gl. (7 - 2 bis 4) lautet die Beziehung für den insgesamt durch Rotation geförderten Volumenstrom:

$$\dot{V}_{R,ges} = 3 \cdot \pi \cdot L \cdot v \cdot c_v \cdot Re_R \cdot \frac{d_s}{d} \cdot \left(1 - \frac{d}{2R} \right) \left(\frac{\sqrt{2}}{2} + 0,064 \cdot \ln \frac{Re_R}{36} \right)$$

Bild 11-1 Konzentrationsverhältnis x_A/c_E in
Abhängigkeit von der Rohr Reynoldszahl Re_R
(entspricht Bild 4-3)

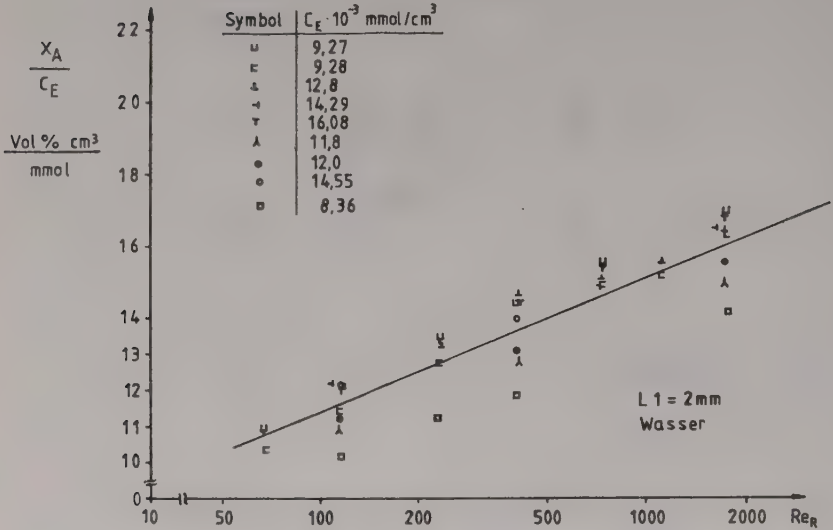


Bild 11-2 Konzentrationsverhältnis x_A/c_E in
Abhängigkeit von der Rohr Reynoldszahl Re_R

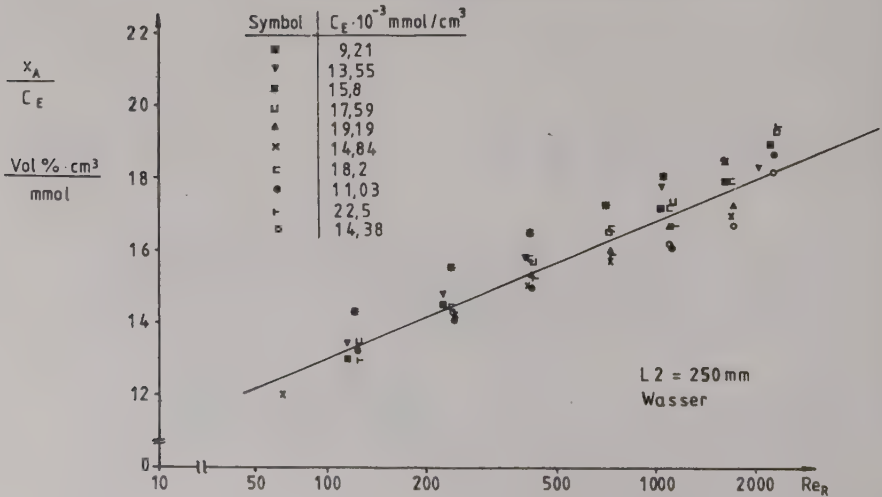


Bild 11-3 Konzentrationsverhältnis x_A/c_E in
Abhängigkeit von der Rohr Reynoldszahl Re_R

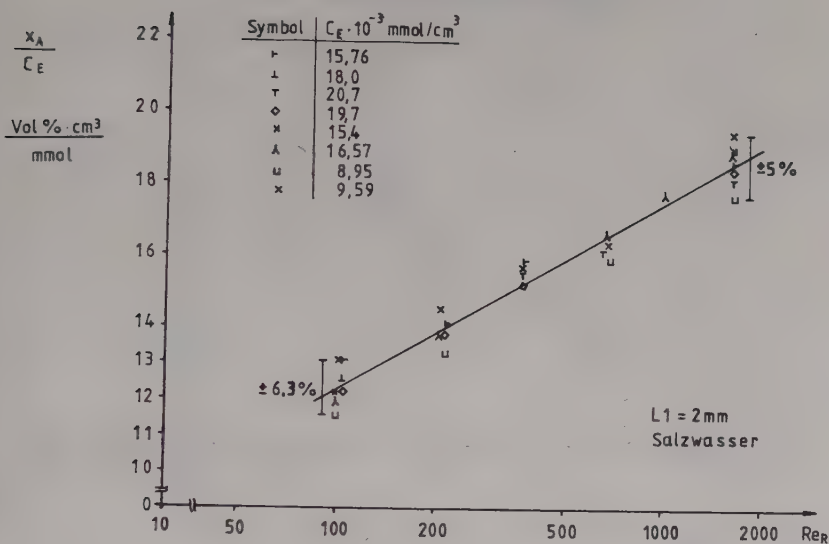


Bild 11-4 Konzentrationsverhältnis x_A/c_E in
Abhängigkeit von der Rohr Reynoldszahl Re_R

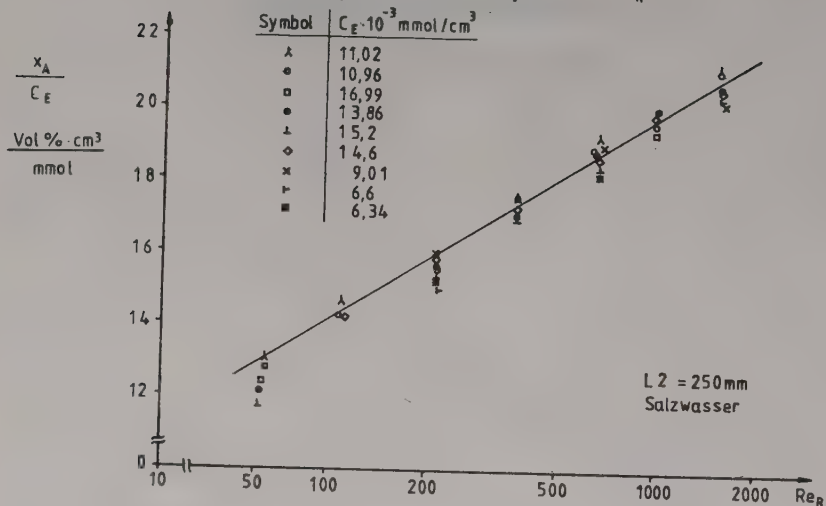


Bild 11-5 Konzentrationsverhältnis x_A/c_E in
Abhängigkeit von der Rohr Reynoldszahl Re_R

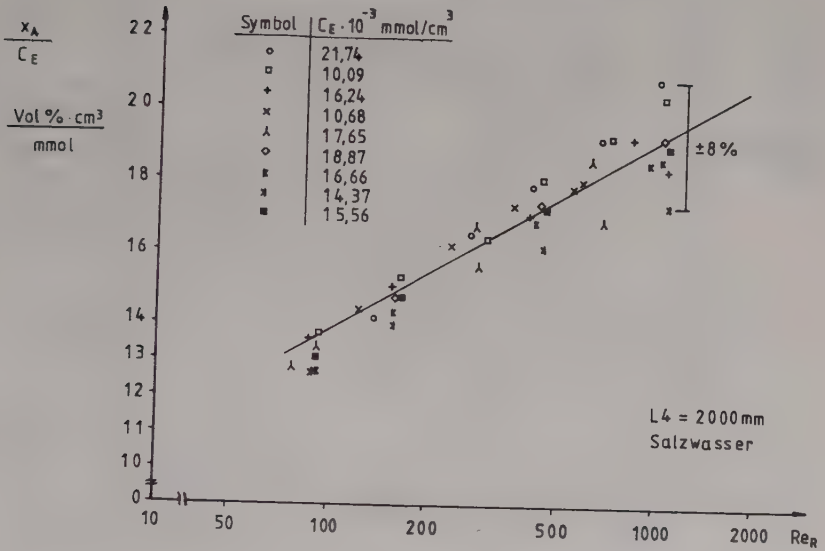


Bild 11-6 Konzentrationsverhältnis $x_{A,S}/c_{E,S}$ in Abhängigkeit von der Rohr Reynoldszahl Re_R (entspricht Bild 4-7)

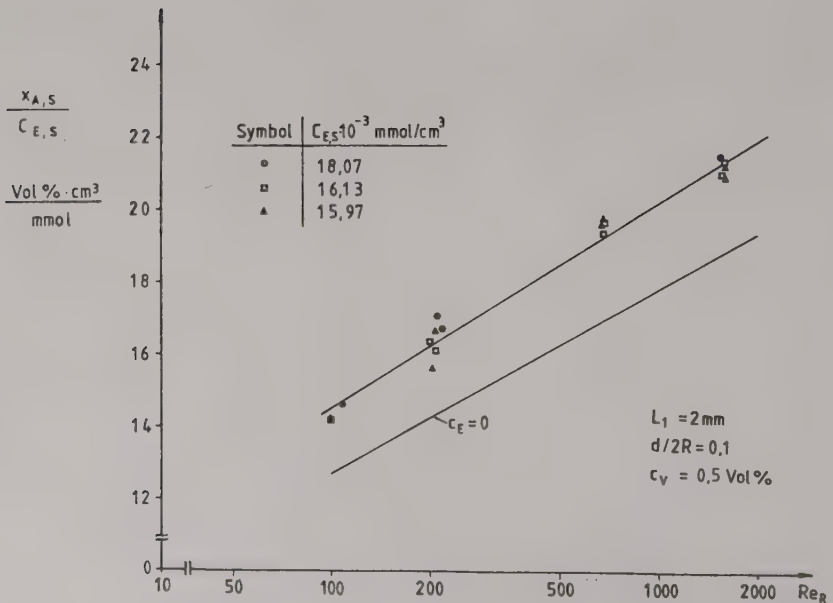
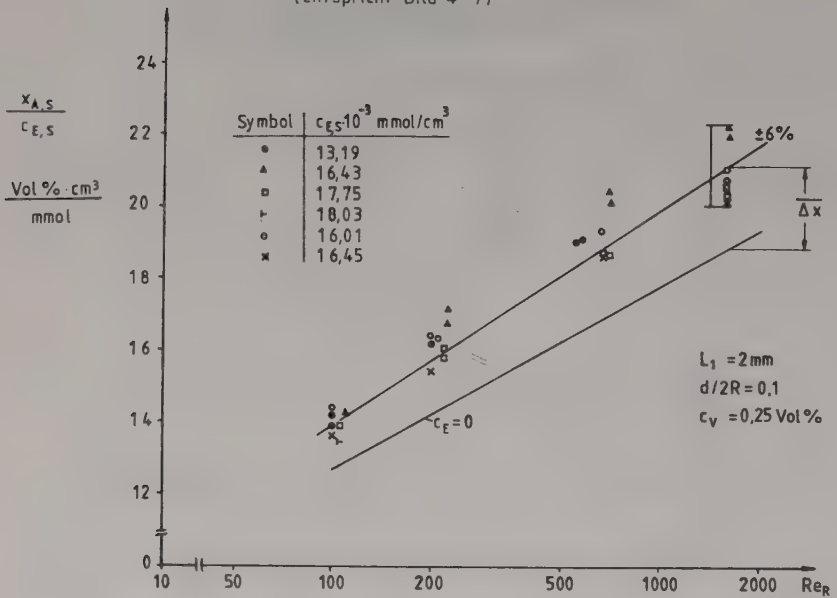


Bild 11-6 b.)

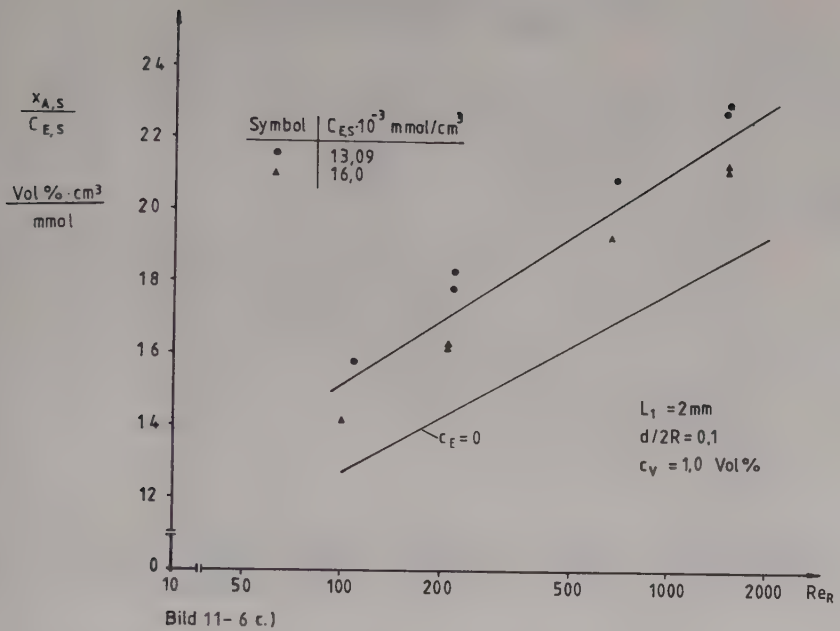
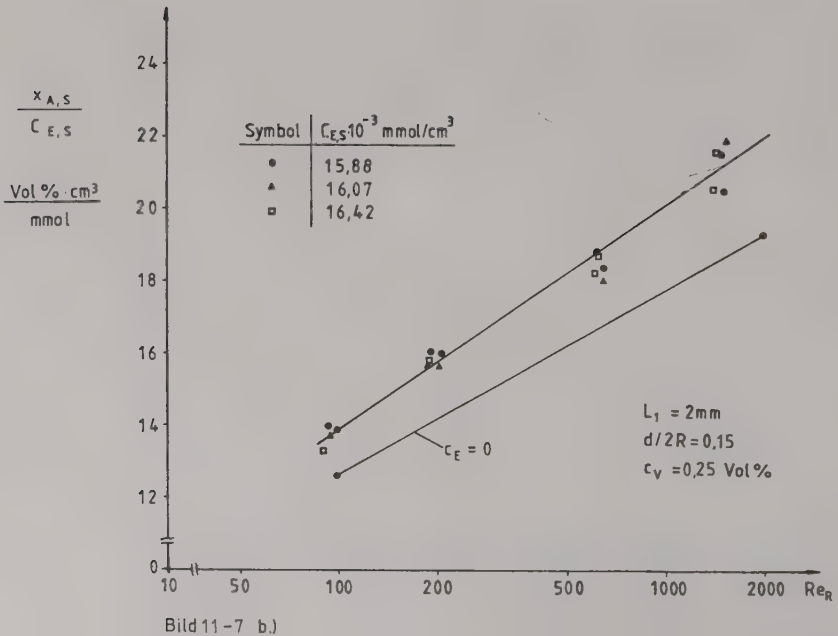
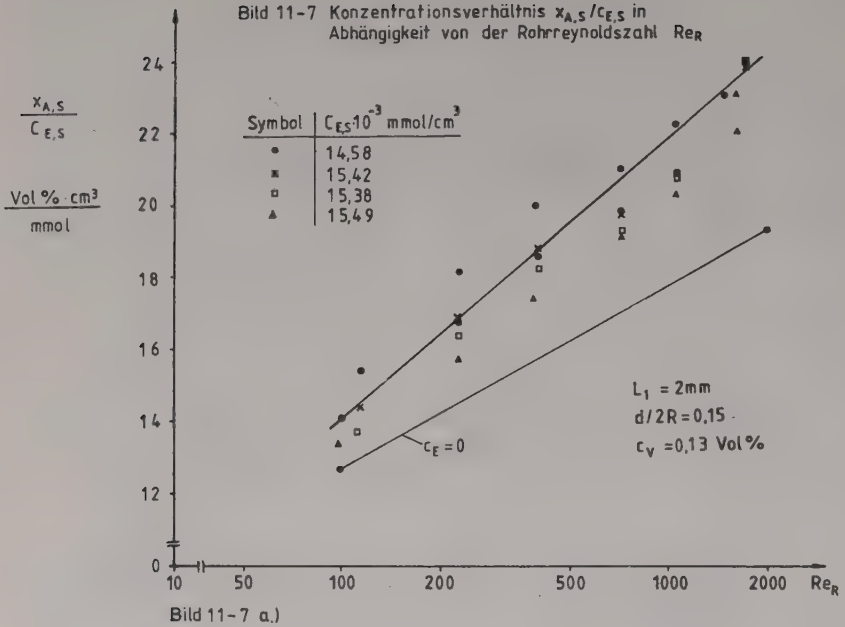
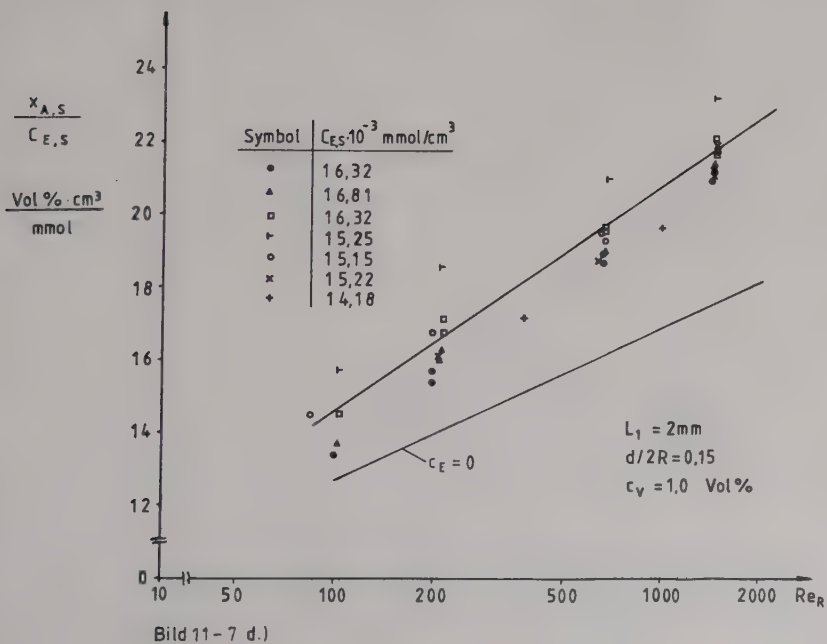
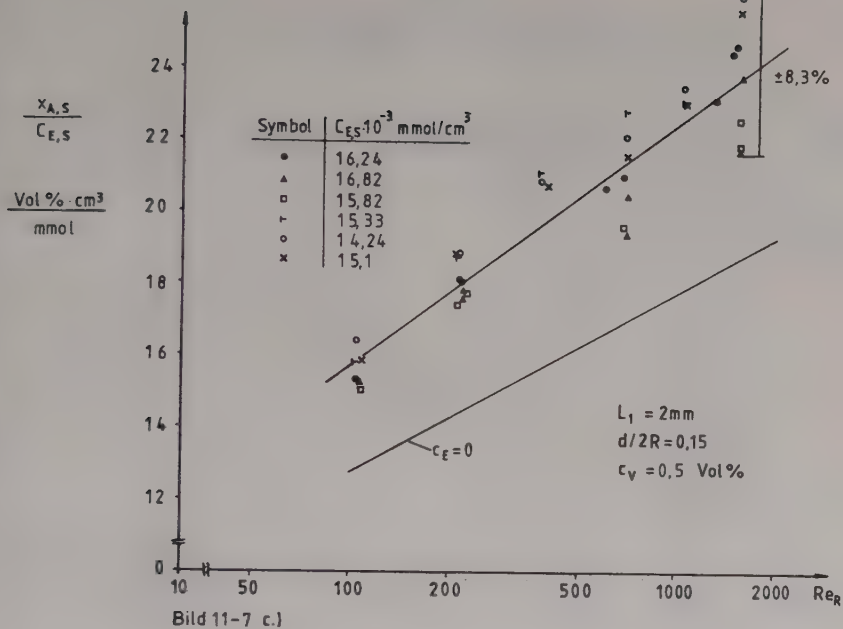


Bild 11-7 Konzentrationsverhältnis $x_{A,S}/c_{E,S}$ in Abhängigkeit von der Rohr Reynoldszahl Re_R





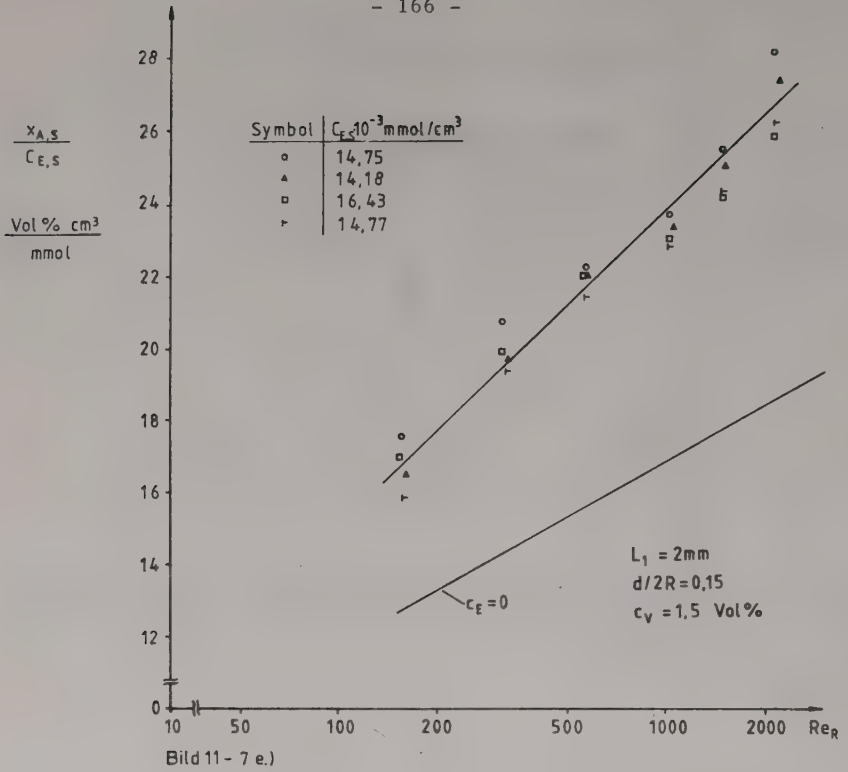
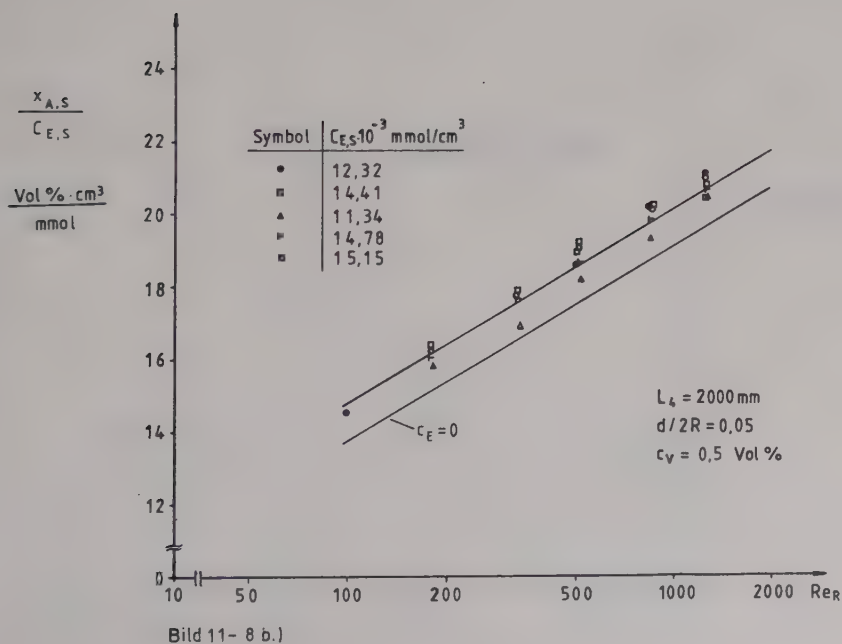
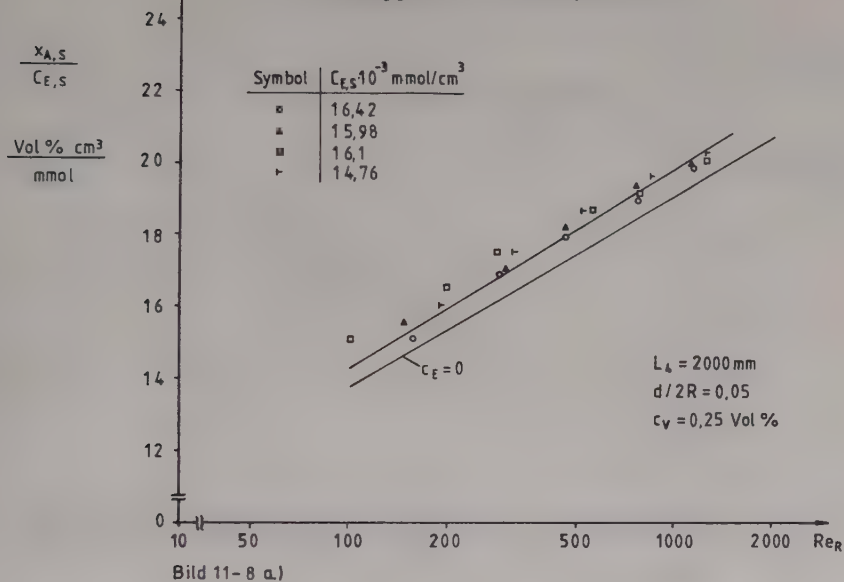


Bild 11-8 Konzentrationsverhältnis $x_{A,S}/c_{E,S}$ in Abhängigkeit von der Rohr Reynoldszahl Re_R



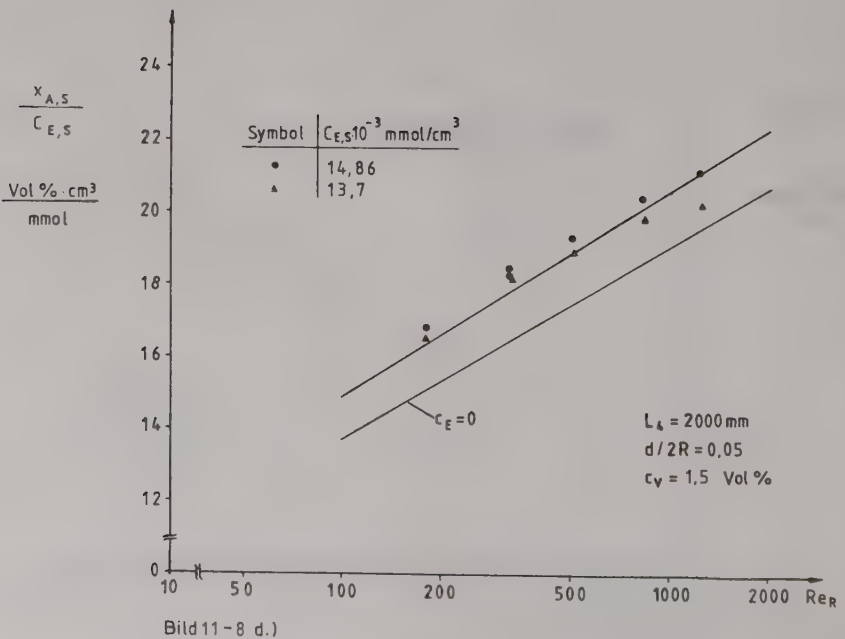
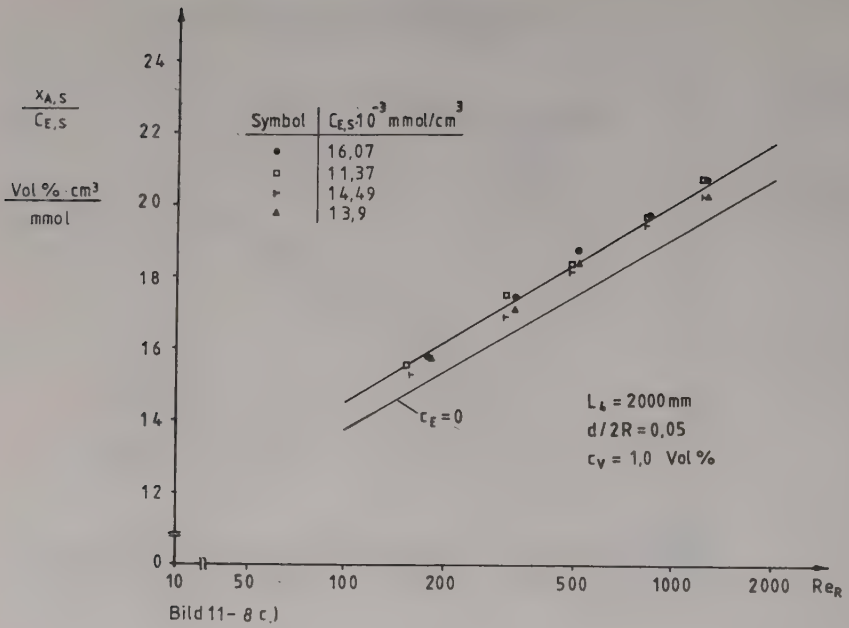


Bild 11-9 Konzentrationsverhältnis $x_{A,S}/c_{E,S}$ in Abhängigkeit von der Rohrreynoldszahl Re_R

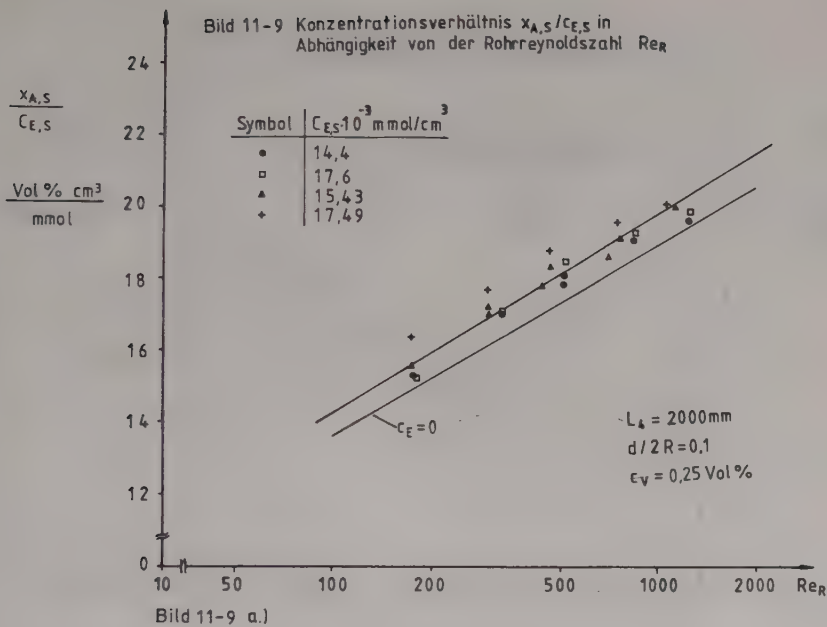


Bild 11-9 a.)

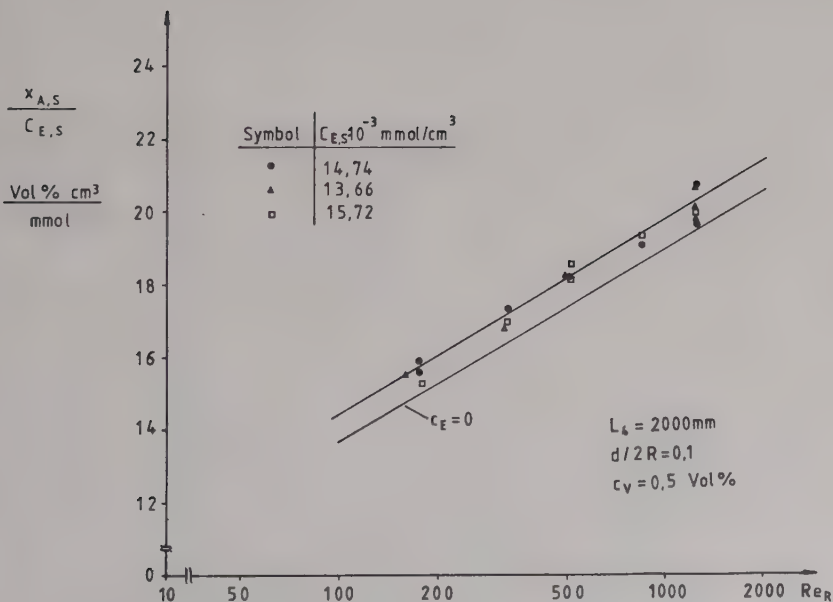


Bild 11-9 b.)

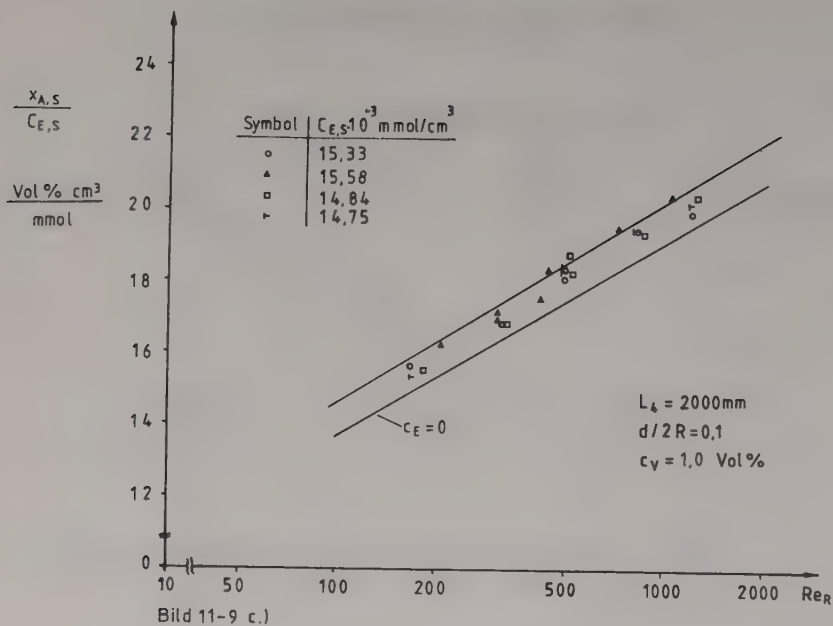
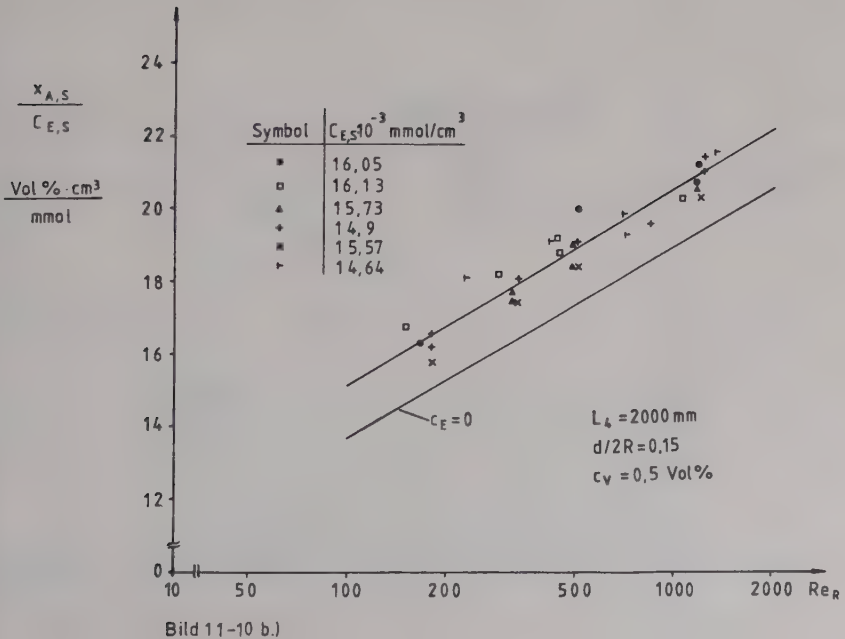
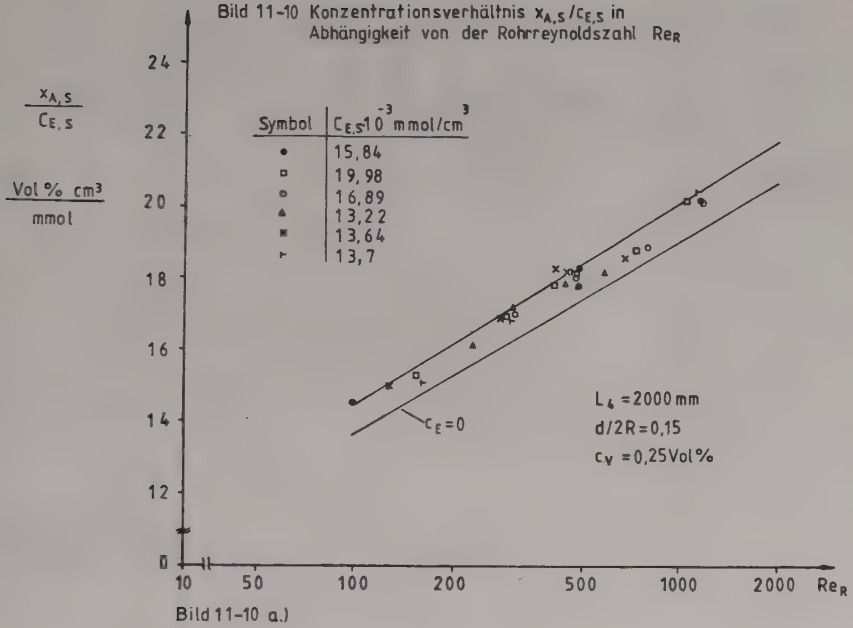
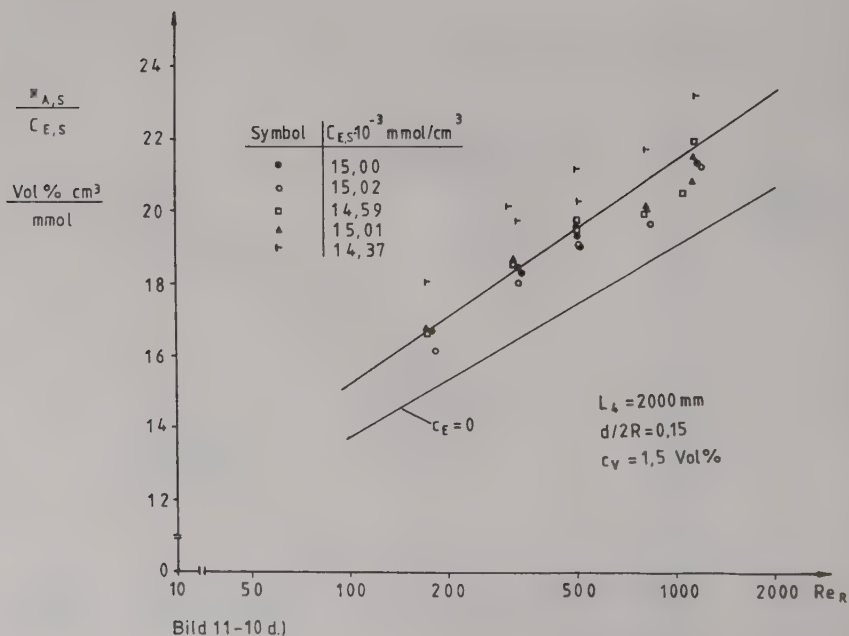
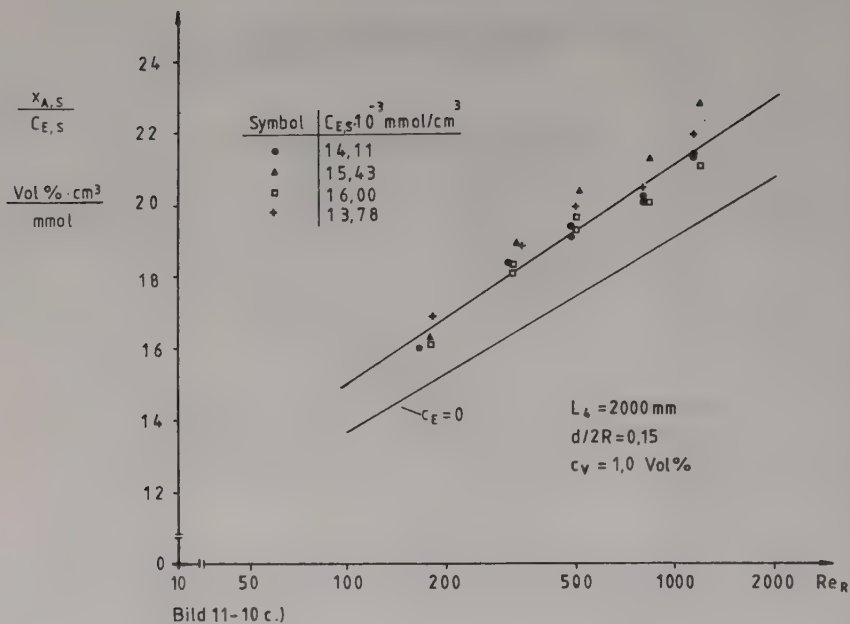


Bild 11-10 Konzentrationsverhältnis $x_{A,S}/c_{E,S}$ in Abhängigkeit von der Rohr Reynoldszahl Re_R





Tab 11 - 1 Druckverlustmessungen nach / 44 /

2R = 0,15 cm

L = 1,0 m

Fest / Flüssig - Suspension

H ₂ O		NaCl	
Δp [mbar]	$\dot{V} [\frac{cm^3}{s}]$	Δp [mbar]	$\dot{V} [\frac{cm^3}{s}]$
48,6	0,415	50,5	0,553
33	0,414	80,6	0,856
32,9	0,379	108.	1,063
117	1,257	18,6	0,207
43,6	0,465		
80	0,858		
109	1,082		
80,5	0,779		

$c_v = 0,4$		$c_v = 0,42$		$c_v = 0,79$	
Δp [mbar]	$\dot{V} [\frac{cm^3}{s}]$	Δp [mbar]	$\dot{V} [\frac{cm^3}{s}]$	Δp [mbar]	$\dot{V} [\frac{cm^3}{s}]$
81	0,892	18	0,226	9	0,109
50,4	0,541	33	0,411	18	0,211
33,3	0,348	51,3	0,623	33	0,395
		18	0,227	51	0,595
		51,8	0,626	108	1,158
		108	1,226		

Tab 11-2 Geometrische Abmessungen und Stoffdaten

Länge der Schlauchmembran	L	= 100 cm
Innen - Durchmesser	2R	= 0,15 cm
Außen - " "	2r _a	= 0,32 cm
kinematische Zähigkeit (dest. Wasser)	ν	= $1,004 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$
" " (Salzlösungen)	ν	= $1,081 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$
Dichte (dest. Wasser)	ρ_L	= 0,997 gr/cm ³
Dichte (Salzlösungen)	ρ_L	= 1,0475 gr/cm ³
Dichte (CO ₂)	ρ_{CO_2}	= $1,9768 \cdot 10^{-3} \text{ gr/cm}$
Molmasse (CO ₂)	μ_{CO_2}	= $44 \cdot 10^{-3} \text{ gr/mmol}$
Permeationskoeffizient (CO ₂ / Silastic)	P _M	= $10,1 \cdot 10^{10} \text{ mmol/s} \cdot \text{cm} \cdot \text{mbar}$
Diffusionskoeffizient (CO ₂ / N ₂)	D _G	= $1,409 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^2/\text{s}$
" " (CO ₂ / H ₂ O)	D _L	= $1,96 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{s}$
" " (CO ₂ / H ₂ O / NaCl)	D _L	= $1,71 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{s}$
" " (CO ₂ / Membran)	D _M	= $11 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{s}$
Henry - Koeffizient (CO ₂ / H ₂ O)	H	= $33,6 \cdot 10^6 \text{ mmol/cm}^3 \cdot \text{mbar}$

Meßwerte		Rechenwerte					
Re _R	$c_{2W} \neq 0$			$c_{2W} = 0$			$c_{1W} = 0$
	$X_A \cdot 10^2$ cm ³ /cm ³	$N \cdot 10^5$ mmol/s	$C_A \cdot 10^3$ mmol/cm ³	$X_A \cdot 10^2$ cm ³ /cm ³	$N \cdot 10^5$ mmol/s	$C_A^* \cdot 10^3$ mmol/cm ³	
100	0,113	14,1	8,86	0,121	15,11	8,77	35,83
200	0,125	15,6	9,36	0,134	16,7	9,32	47,42
400	0,136	16,9	9,65	0,145	18,12	9,63	61,95
600	0,142	17,78	9,76	0,151	18,85	9,74	72,12
800	0,147	18,3	9,81	0,154	19,33	9,8	80,21
1000	0,151	18,8	9,84	0,157	19,69	9,84	87,03
1200	0,153	19,1	9,86	0,159	19,96	9,86	93,0
1400	0,156	19,46	9,88	0,161	20,18	9,88	98,34
1600	0,158	19,71	9,89	0,163	20,37	9,89	103,18
1800	0,16	19,96	9,91	0,164	20,53	9,9	107,64
2000	0,167	20,2	9,92	0,165	20,67	9,91	111,7

Tab 11-4 Koeffizienten zur Berechnung der mittl. Austrittskonzentration

$$C_A^* = \Sigma B_n \cdot e^{-\frac{K \cdot T_n^2 L}{2R}} \frac{P_e}{P_i}$$

	Graetz / 54, 55 /		Nusselt / 56 /	Schenk /	Sidemann, Luss	Davis	Cooney / 61 /
	Kolbenprofil	Parabelprofil	Parabelprofil	Dumore / 57 /	Peck / 58 /	Parkinson / 59 /	Parabelprofil
B ₁	1/T ₁ ²	0,817	0,581	0,819	0,819	0,819	*
B ₂	1/T ₂ ²	0,0325	0,1399	0,101	0,0975	0,0975	-
B ₃	1/T ₃ ²	-	0,055	0,032	0,0325	0,0325	-
T ₁	2,404	2,704	2,705	5,408	2,70436	2,704	2,704
T ₂	5,52	6,5	6,66	13,358	6,679	6,679	6,679
T ₃	8,653	-	10,3	21,34	10,673	10,673	10,673
K	2	2	2	0,5	2	2	2

* Werte nicht erhältlich

Tab 11-5 Koeffizienten zur Berechnung der mittl. Austrittskonzentration

Wandsherwoodzahl: $Sh_w < \infty$

$$C_A^* = \Sigma B_n \cdot e^{-\frac{K T_n^2 L}{2R Pe}}$$

	Schenk/Dumore /57 /		Davis und Parkinson /59 /		Sidemann und Luss Peck/58 /	
Sh_w	1	4	1	3,3	1	3,3
B_1	0,994	0,953	0,980	0,925	0,980	0,925
B_2	0,005	0,036	0,0159	0,0544	0,0159	0,0544
B_3	0,001	0,006	0,00229	0,0115	0,00229	0,0115
T_1	2,543	4,0	1,641	2,219	1,641	2,219
T_2	10,59	11,48	5,478	6,966	5,478	5,966
T_3	18,61	19,29	9,43	9,844	9,43	9,844
K	0,5	0,5	2,0	2,0	2,0	2,0

Tab 11-6a Rechenwerte nach Tang u. Hwang /48/

$x \cdot 10^2$	Re_R	θ_M	C_A^*
0,17	1537	0,015	0,985
0,24	1089	0,02	0,98
0,38	687	0,03	0,97
0,54	482	0,04	0,96
0,86	302	0,06	0,94
1,2	217	0,08	0,92
1,55	168	0,1	0,9
2,55	102	0,15	0,85

$2R=0,147\text{ cm}$

$L = 115\text{ cm}$

Tab 11-6b Meßwerte nach Tang u. Hwang /48/

$x \cdot 10^2$	Re_R	θ_M	C_A
0,43	713	0,022	0,978
0,48	639	0,026	0,974
0,9	340	0,036	0,964
1,05	292	0,044	0,956
1,1	278	0,044	0,956
1,25	245	0,0485	0,9515
1,75	175	0,061	0,939
2,0	153	0,061	0,939
4,3	71,3	0,112	0,888

Tab 11-7 Meßwerte nach B. Haase /47/73/

1.) Meßstrecke $L = 1\text{m}$, Wasserversuche

Re_R	$\dot{V}_{H_2O}$ cm^3/s	$\dot{N}_E \cdot 10^5$ mmol/s	x_A $\text{Vol \%}$	$\dot{N} \cdot 10^5$ mmol/s	$\dot{N}_A \cdot 10^5$ mmol/s	$C_A \cdot 10^3$ mmol/cm^3
100	0,11	110	0,085	21,21	88,79	8,07
500	0,551	551	0,097	24,21	526,7	9,56
1000	1,103	1103	0,1	24,96	1078	9,77
1500	1,654	1654	0,102	25,45	1628	9,84

2.) Meßstrecke $L = 1,5\text{m}$ Wasserversuche

Re_R	$\dot{V}_{H_2O}$ cm^3/s	$N_E \cdot 10^5$ mmol/s	x_A $\text{Vol \%}$	$\dot{N} \cdot 10^5$ mmol/s	$\dot{N}_A \cdot 10^5$ mmol/s	$C_A \cdot 10^3$ mmol/cm^3
100	0,11	110	0,097	24,21	85,79	7,79
500	0,551	551	0,112	27,95	523,05	9,49
1000	1,103	1103	0,118	29,45	1073,55	9,75
1500	1,654	1654	0,122	30,45	1623,55	9,81

• x_A -Werte müssen für den Vergleich mit den eigenen Werten verdoppelt werden ($\dot{V}_{N_2} = 20 \text{ ltr/h}$)

Tab 11-8 maximale Partikelkonzentration bei
entmischter Suspensionsströmung

radiale Kettenabstände t und axiale Abstände L
von in Kette mittransportierten Partikeln

$$t = 1,5 d \text{ bis } 4 d$$

$$L = 2 d \text{ bis } 3,2 d$$

Re			d [mm]		
			0,086	0,159	0,236
100		r^*/R	0,733	0,645	0,656
	radial	$n_{\min}$	16	8	5
		$n_{\max}$	8	4	2,5
	axial	$n_{\min}$	3875	2096	1412
		$n_{\max}$	2768	1497	1008
		$C_{v,\min}$	1,16	1,99	2,7
		$C_{v,\max}$	0,4	0,7	0,98
1000		r^*/R	0,873	0,827	0,781
	radial	$n_{\max}$	19	10	6
		$n_{\min}$	9,5	5	3
	axial	$n_{\max}$	3875	2096	1412
		$n_{\min}$	2768	1497	1008
		$C_{v,\max}$	1,3	2,4	3,3
		$C_{v,\min}$	0,5	0,9	1,17

Lebenslauf

Name	Anton Obermayer
geboren	25.06.1949 in Leutkirch/Allgäu
Familienstand	verheiratet
Eltern	Anton Obermayer, Flaschnermeister und Ehefrau Amalie, geb. Brendle, Bankkauffrau
1956 - 1960	kath. Volksschule Bad Wurzach
1960 - 1968	hum. Gymnasium, Salvatorkolleg, Bad Wurzach
1968 - 1970	Wehrdienst als Soldat auf Zeit
1970 - 1977	Studium an der Technischen Universität Clausthal, Fachrichtung Maschinenbau/Ver- fahrenstechnik Praktische Tätigkeiten bei - Ingenieurbüro K. Fassnacht, Bad Wurzach - Maschinenfabrik Weingarten, Weingarten - Oberland Glasfabrik, Bad Wurzach - Campingplatz Prahljust, Clausthal - wissenschaftl. Hilfskraft (ab 1972) am Institut für Thermische Verfahrenstechnik und Institut für Wärmetechnik und Industrie- ofenbau der TU Clausthal
1977	Erlangung des Diploms
1977 - 1979	wissenschaftl. Mitarbeiter am Institut für Thermische Verfahrenstechnik der TU Clausthal
seit 1979	Leiter der Arbeitsgruppe für Medizintechnik am Institut für Anaesthesiologie der Univer- sität Erlangen-Nürnberg
seit 1980	Dozent für Krankenhausbetriebstechnik an der Fachakademie für Medizintechnik, Ansbach
seit 1982	Mitglied der Kommission für Normung und Tech- nische Sicherheit der Deutschen Gesellschaft für Anaesthesie und Intensivmedizin stellv. Obmann des DIN-Arbeitsausschusses Endotrachealtuben
seit 1983	Mitglied des DKE-Arbeitsausschusses Inhalationsnarkosegeräte Mitglied der Deutschen Delegation des ISO - TC 121
seit 1984	Mitglied des DIN-Arbeitsausschusses Laryngoskope (Feinmechanik und Optik)

